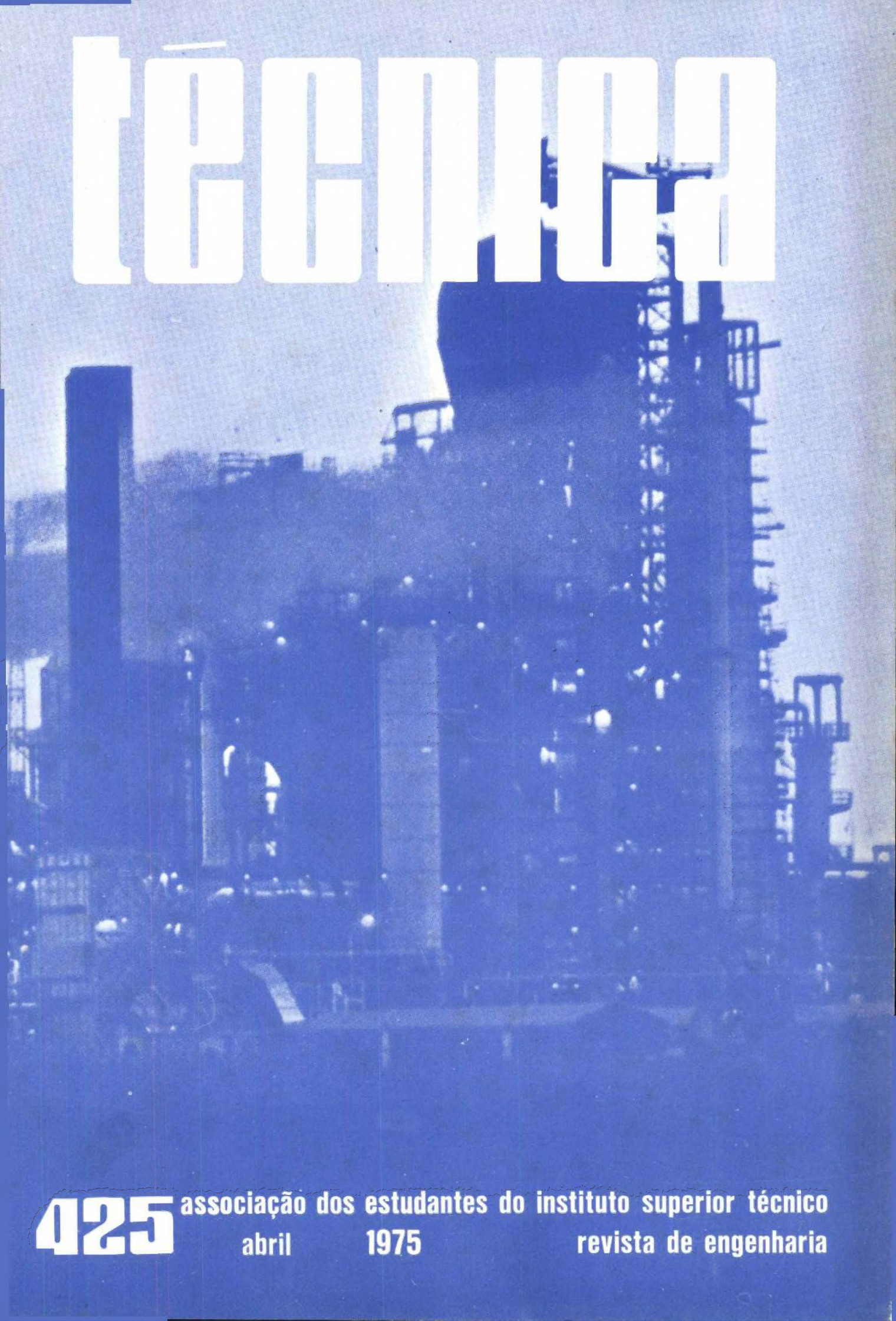
técnica



425 associação dos estudantes do instituto superior técnico
abril 1975 revista de engenharia

Topografia Geral

2.º VOLUME

Pelo Engenheiro

A. C. XEREZ

Preço de cada volume

180$00

•

Desconto: 10% aos assinantes

Pedidos à Técnica

PÓRTICOS DE GRANDE VÃO

Pórticos até 22,00 m de vão e pilares até 9,00 m de altura, afastados de 12,00 m no interior e de 6,00 m no perimetro exterior. As fundações são minimas devido ao baixo peso da estrutura (≃ 60 kg/m2). São possiveis adaptações para pontes rolantes.

A mais vasta gama em pré-fabricados de betão

Pré-fabricação total ou parcial · Pavimentos · Coberturas · Asnas · Perfis especiais
Post-Esforço «Losinger» · Pontões · Vigas de grande vão · Pórticos «Crendon»
Pórticos «Guiraudie & Auffeve» · Pavimento «Trief» · Protecção de segurança «Trief»
Mosaicos · Garagens · Tubos · Blocos de Leca · Espaçadores de Betão
Estacas para Vinhas e Pomares · Travessas para Caminhos de Ferro

Fábricas em: Lisboa, Leiria, Lagoa, Guarda, Moita, Luanda e Lourenço Marques
Stands de exposição em: Aveiro, Évora e Faro
Sede: Av. Est. Unidos da América, 100, 5.º - Dto. - Lisboa 5
Telefones - Serviços Administrativos: 77 48 32 - 77 29 53 · Telex: 18375 Novoba P
Serviços Técnicos: 71 41 16/7/8 - 71 93 31/2

CONSTRUA COM CONFIANÇA - CONSULTE-NOS

TABELAS PARA O CÁLCULO DE BETÃO ARMADO

por

Brazão Farinha e Mexia Heitor

Preço 250$00
Desconto de 10% aos assinantes

PEDIDOS À

técnica

técnica

NÚMERO 425 ABRIL DE 1975 ANO L VOLUME XXXVI PUBLICAÇÃO MENSAL

DIRECTOR

José de Oliveira Paulo

CHEFE DE REDACÇÃO

Rogério Caldas Pinto

ADMINISTRADOR

Delmar Baptista

SECRETÁRIO

António Maria da Fonseca

REDACTORES

José Agostinho Marques
Jorge Braz
Armando Ruano

DIRECÇÃO, REDACÇÃO E ADMINISTRAÇÃO

Av. Rovisco Pais, I. S. T. — Lisboa
Telefone 72 93 23

PROPRIETÁRIO

A. E. I. S. T.

★

ASSINATURAS:	5 n.os	10 n.os
Continente e ilhas	140$00	250$.
Países de língua Portuguesa e Espanha	150$00	270$.
Estrangeiro	—	300$.
Número avulso	—	35$.

Não se publica em Agosto e Setembro.

Os artigos assinados são da exclusiva responsabilidade dos autores.

★

COMPOSIÇÃO E IMPRESSÃO:

MOVIGRÁFICA

Rua do Espírito Santo, 19-A - Odivelas

SUMÁRIO

237 — J. MATHIEU — *Diffusion dans les couches limites stratifiées.*

Difusão nas camadas limites estratificadas.

263 — JOSÉ A. SARAIVA MENDES e CARLOS MONTEIRO — *Analysis of rain rate distributions in Portugal and its application to the microwave propagation above 10 GHz.*

Analise nos regimes de precipitação instantânea em Portugal e sua aplicação na propagação de microondas acima de 10 GHz.

277 — RICARDO CHARTERS D'AZEVEDO — *Sistemas de segunda ordem resposta no tempo e na frequência.*

Second-order system: time-domain and frequency-domain response.

283 — O. C. D. E. — *Les ressources, la production et la demande mondiales d'uranium.*

Os recursos, a produção e a procura mundiais de urânio.

INDICE ALFABÉTICO DOS ANUNCIANTES

	pág.
Aguiar & Melo, Lda.	XVI
Construções Técnicas	XIII
EFACEC	XI
Electro-Arco, Lda.	IV
Empresa Electro-Cerâmica	II
Empresa Técnica de Equipamentos Eléctricos	X
Empresa Ultramarina de Sondagens e Fundações	IX
EURAL	I
Fanafel	IX
Ferrunil	II
Harker Sumner	XIV
MAGUE	VII
Novobra, Lda.	2.ª da capa
ROMAR	XII
Rotring	V
Sociedade Amadeu Gaudêncio	II
Soc. Electricidade Brown Boveri	XV
Sociedade Portuguesa Cavan	IV
S. K. F., Lda.	III
Sondagens e Fundações A. Cavaco	IV
SOREFAME	VIII

Colabora neste número a seguinte Agência de Publicidade:

ESFERA-PUBLICIDADE, LDA.,

UM MUNDO DE COMUNICAÇÕES AO SEU SERVIÇO

Nas grandes e médias empresas
tornar-se imprescindível a presença
ALIBINOTA:
um atendedor automático que documenta,
regista as suas mensagens,
encomendas, relatórios, etc.,
sem limite de tempo.
ALIBINOTA
permanentemente
presente.

eural

sociedade europeia de comércio de importação e exportação, lda.
rua rodrigues sampaio, 21, 6.º, esq. - telef. 53 69 31/2 - LISBOA

esfera

SOCIEDADE DE CONSTRUÇÕES

AMADEU GAUDÊNCIO

LIMITADA

SEDE — R. ALEXANDRE BRAGA, 4-A — LISBOA
Tel. 56 00 51 — Telg. CONSTRUÇAO
R. CASAL DO PEDRO, 7 — MASSARELOS — PORTO
Telefone 69 12 45

Mais de 50 anos de experiência

CONSTRUÇÕES
CIVIS E INDUSTRIAIS
BETÃO
ARMADO E PRÉ-ESFORÇADO
CARPINTARIA
ESTUQUES
PINTURAS

FERRUNIL

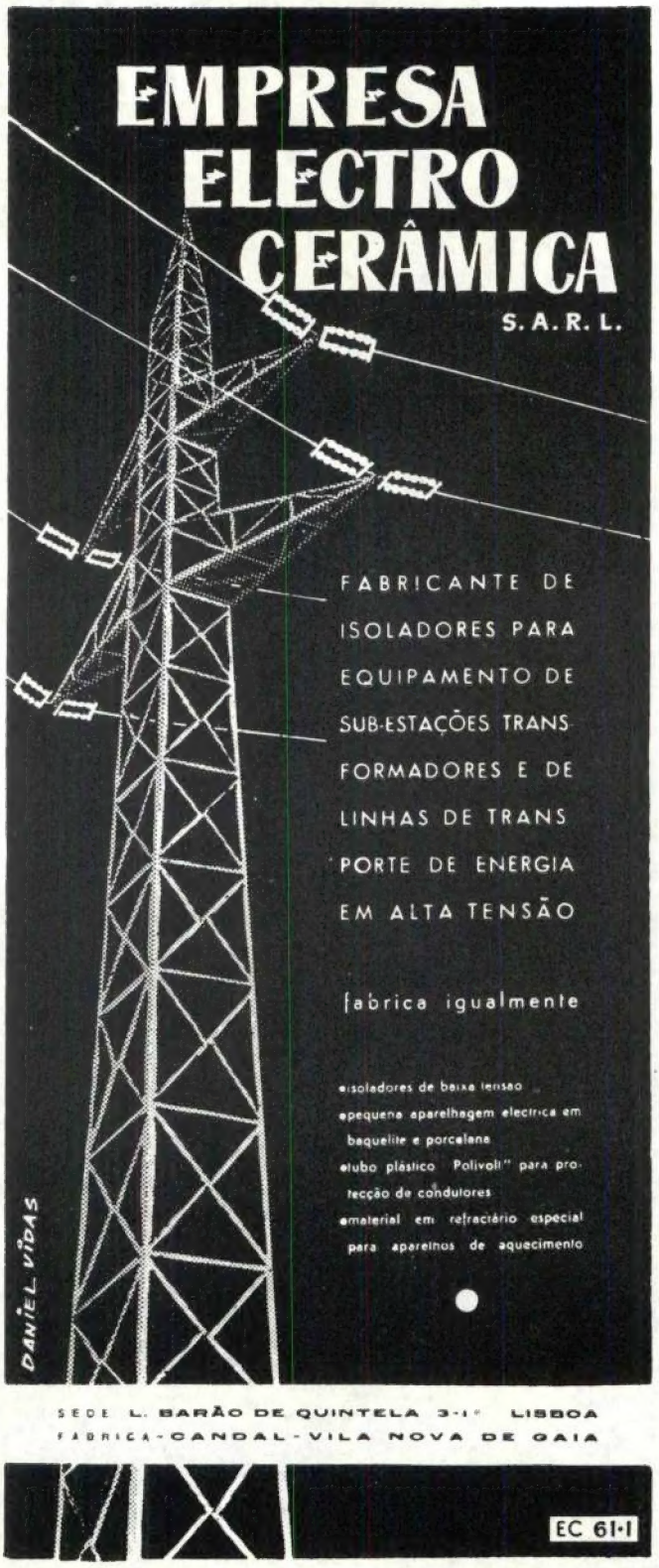
CONSTRUÇÕES METÁLICAS INDUSTRIAIS, LDA

ESTRUTURAS - RESERVATÓRIOS
VIGAMENTOS - SILOS
PONTES ROLANTES
EQUIPAMENTO INDUSTRIAL

COBERTURAS PARA:
ARMAZÉNS
UNIDADES INDUSTRIAIS
HANGARES
PAVILHÕES DESPORTIVOS, ETC.

FÁBRICA:
Trajouce 247 9256
247 9230

ESCRITÓRIOS:
Av. Elias Garcia, 162, 2º E (L1) *77 77 96
*77 77 97
*77 75 29
LISBOA *77 26 35



SEDE L. BARÃO DE QUINTELA 3-1º LISBOA
FABRICA-CANDAL-VILA NOVA DE GAIA

EC 61·1

SKF

A SKF não tem apenas rolamentos de esferas e de rolos .

Temos também rolamentos de agulhas

rótulas e embutes .

Evidentemente, temos do mesmo modo toda a espécie de acessórios para rolamentos.

Além disso a SKF fabrica muitos outros produtos de qualidade.

Rodas e carretos cónicos, por exemplo

Fusos roscados de rolamento de alta precisão que transformam o movimento de rotação em linear.

Fabricamos também machos cassonetes

e brocas .

O mesmo se passa com pontos rotativos .

E muitos sabem que também temos um bom Serviço Técnico.

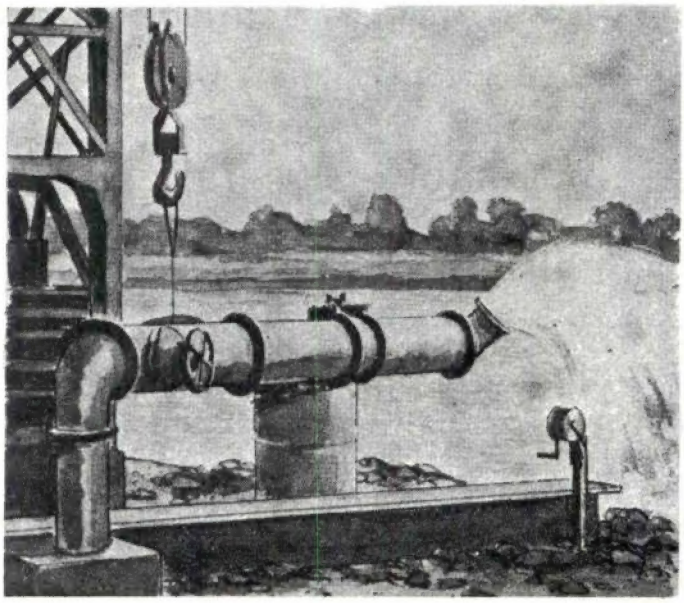
SOCIEDADE SKF LIMITADA

LISBOA - PRAÇA DA ALEGRIA, 66-A
TELEF.: 362301 - TELEGR.: ESKAEF - TELEX: 12156

PORTO - RUA DELFIM FERREIRA, 604
TELEF.: 692054 - TELEGR.: ESKAEF

Av. Visconde Valmor, 76-1.º - Tel. 766014 (7 linhas) Lisboa-1

Água: eis o que lhe oferecemos!



- Pesquisas e captações de água
- Estudos hidrogeológicos
- Sondagens e Fundações
- Rebaixamento de níveis aquíferos

ACAVACO

R. Rodrigo da Fonseca, 62, r. c-Esq. - Lisboa-1
Tel. 56 11 71/2/3/4

ELECTRO-ARCO, S.A.R.L.

- FABRICANTE DE ELÉCTRODOS E ARAME PARA SOLDADURA AUTOMÁTICA
- EQUIPAMENTO PARA SOLDADURA ELÉCTRICA E OXI-ACETILÉNICA
- ACESSÓRIOS

★

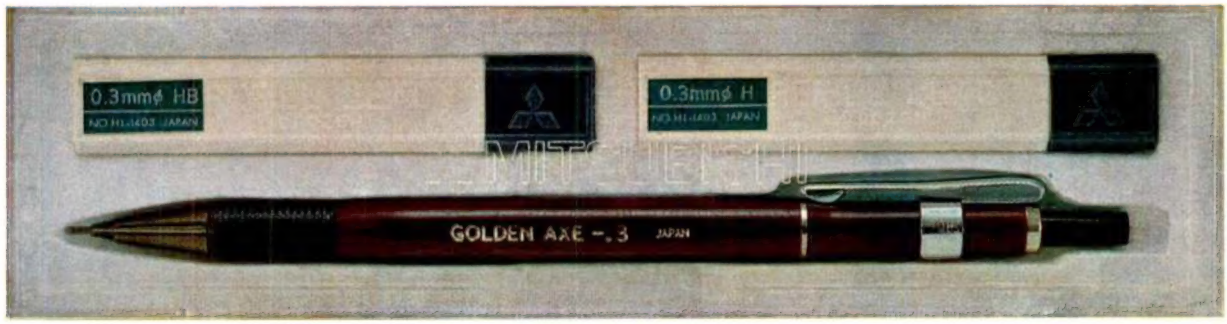
MATERIAL APROVADO POR
AMERICAN BUREAU OF SHIPPING
BUREAU VERITAS
DET NORSKE VERITAS
GERMANISCHER LLOYD
INSTITUTO DE SOLDADURA
LLOYD'S REGISTER OF SHIPPING

★

SEDE, FÁBRICA E LABORATÓRIOS
Rua Vice-Almirante Azevedo Coutinho, 4
VENDA NOVA — AMADORA
Telefs. 97 63 21 - 97 17 33 - 97 64 71 - 97 06 13
DELEGAÇÃO NO NORTE
Rua Delfim Ferreira, 525
PORTO
Telef. 6 21 24

GOLDEN AXE-0,3

Inteiramente nova a lapiseira ideal de desenho com a sensacional ponta de 0,3mm Hi-pitch, especificamente para trabalhos de precisão!



As 6 qualidades principais de GOLDEN AXE-0,3:

- **Traço extra-fino e uniforme**

  GOLDEN AXE-0,3 possui a mina mais fina e de traço mais intenso que se fabrica, proporcionando um traço extra-fino, de negro intenso e constante.

- **Robustez e rigor**

  GOLDEN AXE-0,3 é fabricada rigorosamente com uma tolerância de 1/1000 mm.

  A robustez de construção assegura longa duração.

- **Facilidade de utilização**

  Carregue simplesmente no botão para que a mina surja. Novas minas são introduzidas pelo topo superior, retirando-se para isso o botão.

- **Dimensões e peso ideais**

  GOLDEN AXE-0,3 foi concebida para se adaptar confortàvelmente à sua mão, para uma utilização eficiente e longa, sem fadiga.

- **Não há desperdício**

  A alta qualidade e robustez das minas da GOLDEN AE-0,3 garantem uma melhor utilização, desde o início até ao fim.

- **Gama de minas**

  A GOLDEN AXE-0,3 põe à Vossa disposição 5 graduações diferentes de minas Hi-pitch, notáveis pela sua intensidade de traço macio e negro.

  São elas: B, HB, H, 2H e 3H.

Encontrará GOLDEN AXE-0,3 no seu fornecedor em duas embalagens: — lapiseira em carteira de vinyl e lapiseira e dois tubos de minas em caixa de plástico.
Do mesmo fabricante: lapiseiras GOLDEN AXE 0,5 e 0,7 mm.

As mais finas, as mais negras,... e as mais intensas – A última palavra em precisão!!!

Hi-pitch 0,3

5 graduações B, HB, H, 2H & 3H.

A qualidade das minas Hi-pitch distingue-se bem da das minas convencionais feitas de argila ou plástico e tornou-se revolucionária pelo seu novo Processo Patenteado de fabrico, que se baseia em produtos petro-químicos designados por "Pitch", possuindo as características necessárias para a produção de uma mina extra-fina, mas de traço macio, intenso e bem definido.

MITSUBISHI PENCIL COMPANY, LTD., TOKYO, JAPAN

GARANTIA DE ASSISTÊNCIA

ARTUR WESTHEIMER, L.DA
Rua Maria Andrade, 42-2.º
Lisboa 1
Telef. Q 84 32 42 PPC
Teleg. WELIS

MAGUE

«Ponte rolante eléctrica de 225t-30t 20m fornecida à «Comision Federal de Electricidad, S. A. — México para a Central de «La Angostura», quando dos ensaios em fábrica».

PONTES ROLANTES, GUINDASTES E APAR. DE ELEVAÇÃO ESPECIAIS	*Projecto e fabrico*
TURBINAS HIDRÁULICAS	*Fabrico segundo licença de A. C. M. de Vevey, S. A.*
TURBINAS A VAPOR	*Fabrico segundo licença de Brown Boveri, Cie.*
CALDEIRAS A VAPOR	*Projecto e fabrico segundo licença de Foster Wheeler, Co.*
EQUIPAMENTOS E INSTALAÇÕES INDUSTRIAIS	

CONSTRUÇÕES METALOMECANICAS **MAGUE** S.A.R.L

ALVERCA DO RIBATEJO — PORTUGAL

EXPORTAR

Num esforço para aumentar o volume das suas exportações, após a encomenda de 200 caixas de aço inoxidável para os U.S.A.,

a SOREFAME obteve mais uma encomenda no sector de material ferroviário, de valor superior a 200.000 contos.

Entre a FEPASA (Brasil) e um consórcio constituído por

SOREFAME – Sociedades Reunidas de Fabricações Metálicas, S.A.R.L.
ACEC – Ateliers de Constructions Electriques de Charleroi, SA
MAFERSA – Material Ferroviário, S.A.
INDÚSTRIAS VILARES, S.A.

foi assinado um contrato para o fornecimento de 30 Unidades Quádruplas Eléctricas.

A participação da SOREFAME tem especial significado por incluir a execução integral do projecto das Unidades Quádruplas, para além do fabrico, nas suas oficinas, de 40 veículos motores.

Os restantes 20 veículos motores e as 60 carruagens reboques destas Unidades Quádruplas serão fabricadas no Brasil. Os motores eléctricos serão fornecidos pela firma ACEC (Bélgica).

Esta encomenda, obtida em concurso internacional, exigiu um financiamento à participação da SOREFAME, que foi assegurado pelo Banco de Fomento Nacional.

SOREFAME

SOCIEDADES REUNIDAS DE FABRICAÇÕES METÁLICAS, S.A.R.L.
Amadora – Portugal

técnica

NÚMERO 425 ABRIL DE 1975 ANO L VOLUME XXXVI PUBLICAÇÃO MENSAL

C. D. U. 533.15:551.554:628.52

Diffusion dans les couches limites stratifiées

J. MATHIEU

(continuação)

Nous allons par la suite donner un certain nombre de résultats originaux montrant assez bien comment une action thermique destabilisante est susceptible d'accélérer le processus de diffusion. Avant d'analyser ces résultats il convient de donner très brèvement une idée des difficultés théoriques rencontrées dans l'étude d'un mécanisme qui se trouve situé en quelque sorte au coeur même du problème turbulent. Deux voies d'approche s'offrent à nous: soit une théorie macroscopique qui utilise toujours en fin de compte une analogie moléculaire soit une théorie statistique qui cherche à pénétrer plus à fond le phénomène mais se heurte d'emblée à la difficulté centrale du problème turbulent: son caractère non linéaire.

II.1 *L'analogie moléculaire*

Les premiers efforts pour constituer un modèle analytique de diffusion turbulente ont procédé par analogie avec le phénomène déjà connu de diffusion moléculaire tel qu'il est exprimé par exemple dans une loi du type «conduction de chaleur» alors $\alpha = 1/\rho c_r$

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j}\right]$$

α est le coefficient qui règle la diffusion de C. Cette loi sous entend une loi du type Fourier où le flux (à travers tout élément de surface) de la quantité est lié à la projection du gradient de $\overline{C}$ suivant la normale à cet élément. L'isotropie du milieu est également postulée ce qui évite de donner à α un caractère tensoriel.

La linéarité du problème est conservée si α dépend des $\vec{x}$, mais non de C. Si α est constant il est possible de mettre en évidence l'opérateur diffusion et d'écrire

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} - \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^l}\right\} \overline{C} = 0$$

Dans le cas des couches limites disons que «grosso modo» un processus de diffusion transversal est associé à un processus de convection longitudial. L'équation qui contrôle l''évolution d'un «scalaire passif C» est:

$$\frac{\partial}{\partial t}\overline{C} + \overline{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j}\overline{C} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\alpha(\vec{x}) \frac{\partial}{\partial x_j}\overline{C}\right\}$$

Pour un champ turbulent on écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t}\overline{C} + \overline{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j}\overline{C} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left[\alpha(\vec{x}:)\ \delta_{jk} + \varepsilon_{dk}(\vec{x}:)\right]\frac{\partial \overline{C}}{\partial x_k}\right\}$$

avec $\overline{u_j c} = -\varepsilon_{jk}\, \partial\overline{c}/\partial x_k$

Le symbole de Kronecker ∂_{jk} fait ici apparaître le caractère supposé isotrope de la diffusion moléculaire tandis que le tenseur $\varepsilon_{jk}(\vec{x})$ souligne le caractère complexe du phénomène turbulent; un flux dans la direction «j» n'étant pas nécessairement associé à une variation de $\overline{C}$ dans cette même direction. Cependant le processus qui associe au flux suivant j un gradient dans la même direction risque bien d'être le plus actif. Si l'on postule alors l'isotropie du mouvement turbulent lui-même

$\varepsilon_{jk} = \varepsilon\, \delta_{jk}$

et l'on a à nouveau:

$$\frac{\partial}{\partial t}\overline{C} + \overline{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j}\overline{C} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left[\alpha(\vec{x}) + \varepsilon(\vec{x})\right]\frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j}\right\}$$

mais l'on peut moins sommairement se contenter de ne retenir que les éléments diagonaux du tenseur ε_{jk}, ils

sont souvent appelés coefficients d'échange ε_1, ε_2, ε_3 bien que l'expression coefficients principaux de diffusion turbulente paraîtrait plus parlante. Le plus souvent on néglige aussi dans cette formulation la diffusion moléculaire.

Dans les cas qui nous intéressent on peut faire les hypothèses suivantes:

- le champ de concentration est stationnaire

$$\partial \overline{C}/\partial t = 0$$

— l'écoulement moyen est parallèle à l'axe 1

$$\overline{U}_2 = \overline{U}_3 = 0$$

— la diffusion longitudinale (c'est-à-dire suivant l'axe 1) est négligée vis-à-vis du transport convectif lié à la vitesse moyenne. L'équation prend alors la forme

$$\overline{U}_1 \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_2}\left[\varepsilon_2 \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_2}\right] + \frac{\partial}{\partial x_3}\left[\varepsilon_3 \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_3}\right]$$

Dans le cas d'un écoulement de couche limite sur paroi plane dans lequel une source ponctuelle de contaminant situé au niveau de la paroi injecte le débit Q les conditions aux limites sont les suivantes

si $\vec{x} \to \infty$ $\overline{C} \to 0$

si $\vec{x} \to 0$ $\overline{C} \to 1$

Pour $x_1 > 0$ et $x_3 \to 0$ $\varepsilon_3 \dfrac{\partial \overline{C}}{\partial x_3} \to 0$

Enfin $\forall\, x_1$ on doit avoir

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int \overline{U}_1 (x)\ C\ (x)\ dx_2\ dx_3 = Q$$

si $\overline{U}_1$, ε_2 et ε_3 sont des constantes, le système admet la solution suivant pour $x_1^2 >> x_2^2 + x_3^2$

$$C\ (x) = \frac{Q}{4\pi x_1 \sqrt{\varepsilon_2 \varepsilon_3}} \exp. \left\{ -\frac{\overline{U}_1}{4 x_1}\left[\frac{x_2^2}{\varepsilon_2^2} + \frac{x_3^2}{\varepsilon_3^2}\right]\right\}$$

La solution proposée s'est révélée en net désaccord avec l'expérience les mesures indiquant que la concentration maximale décroît en fait beaucoup plus rapidement que ne le prévoit le calcul. Certes, il est possible de donner à l'équation de diffusion un tour moins schématique surtout si l'on tient compte des moyens actuels mis à disposition pour le traitement numérique. Cependant les nombreuses tentatives qui ont eu lieu pour rendre plus réalistes les hypothèses de base n'ont pas donné les résultats escomptés. Il n'est pas douteux que le cadre dans lequel on s'efforce de circonscrire le problème est quelque peu simpliste. L'introduction de la notion de longueur mélange n'améliore pas la situation si même elle ne la détériore pas. En effet, si du coefficient de diffusion turbulente ε on ne retient que sa dimension longeur vitesse on est tenté de le lier à une dimension «l» et à une vitesse «u» toutes deux caractéristiques du champ fluctuant. On pose alors:

$$\varepsilon \sim l \sqrt{\overline{u^2}}$$

(u peut être la fluctuation de vitesse et l une longueur de corrélation). Mais avec la notion de longueur de mélange dont l'idée de base est empruntée à la théorie cinétique des gaz on interprète «l» comme la distance le long de laquelle la quantité transférable (quantité de mouvement, matière...) circule sans altération. Plaçons nous dans le cas d'une couche limite plane définie dans le plan 1. 3. Par exemple surgie du point d'altitude x_3 ladite quantité se réincorpore brusquement au milieu ambiant au point d'altitude $x_3 + l_3$. Ceci invite à lier la fluctuation u_1 au champ moyen $\overline{U}_1$ ce qui se traduit en première approximation par la relation:

$$u_1 = l_3 \frac{d\,U_1}{d\,x_3}$$

Prandtl admet comme vraisemblable l'hypothèse selon laquelle $u_3 \sim u_1$ Si $\varepsilon_3 \sim l_3 \sqrt{\overline{u^2_3}}$

il vient $\varepsilon_3 \sim l_3^2 \dfrac{dU_1}{dx_3}$

et le coefficiente de diffusion turbulente se trouve ainsi lié au gradient du champ moyen. Or, il est bien connu que tout champ turbulent diffuse même s'il est associé à un écoulement uniforme. La contradiction est évidente du reste, toute relation qui tente d'établir ponctuellement une relation entre les propriétés du champ turbulent et celles du champ moyen recèle quelques Ines de ces difficultés.

Réflexions sur les probèmes de diffusion

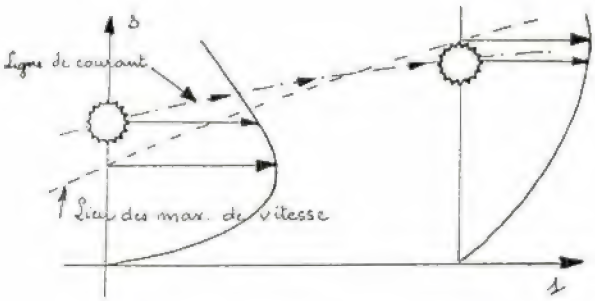
Avant d'aborder le point de vue statistique, il convient d'analyser sommairement les faiblesses de l'analogie moléculaire et de prendre conscience de la difficulté centrale du problème posé:

Il est toujours sous entendu, lorsque l'on aborde un problème de physique mathématique décrit par une équation différentielle, que les évolutions spatiales ou temporelles de la quantité traitée mettent en jeu des échelles de longueur et de temps infiniment plus grandes que celles nécessaires à la définition des coefficients figurant dans l'équation. Dans un problème de conduction de chaleur les caractéristiques thermiques du matériau traduisent des propriétés structurales définies à échelle microscopique, les temps de relaxation sont également très faibles; quant à l'équation elle ne cherche qu'à traduire une certaine évolution macroscopique de la température et son traitement ignore généralement tous des aspects propres à la physique de la matière. Si l'information thermique est transmise instantanément en tout point, l'éloignement à la source perturbatrice ne faisant que régler l'intensité de cette information, cela suppose un mécanisme de transmission sousjacent dont la constante de temps est négligeable vis-à-vis

de celle du phénomène principal. Cette situation privilégiée ne se retrouve absolument pas lorsque la diffusion est assurée par voie turbulente. Dans une couche limite cinématique les plus grosses structures turbulentes ont des dimensions qui sont à peine plus petites que celles de la couche elle même et leurs temps caractéristiques sont tout à fait comparables à ceux qui interviennent dans les évolutions moyennes du système*. On doit donc penser que toute tentative cherchant à prendre en compte ces effets au moyen d'un simple coefficient ε est vouée à un échec. Le fait de reconnaître à ε un caractère tensoriel suppose une anisotropie foncière du milieu mais n'améliore pas la situation du point de vue qui nous occupe. Si les tentatives de liaison entre champ turbulent et champ moyen se sont avérées en règle générale malheureuses cela vient du fait qu'elles recèlent d'un certain point de vue les mêmes insuffisances. Les bouffées turbulentes ne s'adaptent pas instantanément au champ moyen local bien qu'elles le modèlent à travers les corrélations $\overline{u_i u_j}$; car dans ce chaos une certaine spécifité demeure toutes les strutures ne contribuant pas également à une caractéristique turbulente donnée. Il est maintenan bien connu que la contrainte tangentielle τ_{13} n'est pas nécessairement nulle en tout point où $\partial \overline{U_1}/\partial x_3$ l'est. J. Mathieu [20] a montré qu'une telle situation apparaissait dans le cas d'un jet pariétal infirmant tout caractère général à des relations du type

$$\tau_{13} = \varepsilon \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3}$$

Une explication recevable a été donnée: [21] les structures turbulentes nées dans la partie extérieure du jet inscrivent en partie leur histoire dans la région pariétale, tandis que s'opère à la fois leur restructuration contrôlée par l'effet cumulatif des déformations, leur mutation par émiettement et disparition par frottement visquex. L'évolution du coefficient de corrélation du fait du gradient de vitesse a été extraite des travaux expérimentaux de Champagne et Corrsin [3] et de l'équation de Craya [7] traitée par Courseau et Loiseau [6] dans la présentation donnée par J. Mathieu [21].



Dans le cas du jet pariétal, l'échec d'une relation simple du type Boussinesq est entre autre imputable au phénomène de convection mais on connaît des cas tel que celui relaté par Hanjalic et Launder [13] où les termes dits de diffusion turbulente sont les seuls responsables. Ceu auteurs opèrent en effet dans un canal plan à parois fortement assymétriques** et constatent également un décalage entre point de vitesse maximum et point de tension nulle. Du fait que dans ce cas les lignes de courant moyennes sont parallèles à l'axe du tuyau, le régime étant établi, on ne peut qu'évoquer l'influence des termes dits de diffusion turbulente pour saisir le mécanisme en cause, du reste se sont eux qui seront appelés à jouer le rôle essentiel dans le processus de diffusion qui nous occupe.

La convection agit évidemment sur toute quantité turbulente mais la décomposition commode, bien qu'arbitraire, du champ global en champ moyen et en champ turbulent*** nous amène à distinguer la convection liée à l'écoulement moyen (la seule que nous ayons prise en charge dans le jet pariétal) de celle liée à l'écoulement (cas du canal assymétrique). C'est ainsi que nous aurions dû écrire l'équation relative à l'énergie cinétique turbulente

$$\frac{\partial}{\partial t}\overline{q^2} + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}\overline{q^2} + \overline{u_k \frac{\partial}{\partial x_k} q^2} = - \overline{u_i u_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k} -$$

$$- \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\overline{p u_i}\right] + \nu \overline{u_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2_k}} + \frac{g}{T_0}\overline{\theta u_i}\ \delta_{3i}$$

le 1er membre mettant en relief non plus l'évolution lorsque l'on suit l'écoulement moyen mais bien cette même évolution pour une structure véhiculée à la fois par le champ convectif moyen et par le champ turbulent. L'existence d'un terme convectif turbulent lié au caractère non linéaire de l'équation de départ rend compte en définitive du parcours aléatoire de la particule («random

* Comme nous l'avons déjà maints fois signalé, il est de ce fait impossible que l'ensemble des structures turbulentes se trouvent en état d'équilibre («quasi équilibrium») dans un système de variables réduites construit à partir d'échelles de longueur et temps définies à partir de cet écoulement moyen. Certaines structures turbulentes contrôlent en effet l'evolution de ce dernier et leur temps caractéristique est tout à fait comparable à celui relevé sur le champ moyen. C'est ainsi que Sunyach et Mathieu [33] trouvent un profil intermittent qui transcrit dans les variables réduites classiques ne cesse d'évoluer traduisant une sorte «d'émiettement croissant du modèle. Cette évolution est du reste plus marquée dans le cas où il s'agit d'écoulements moyens fortement évolutifs (jets). Même dans le cas d'une turbulence engendrée par grille G. Comte-Bellot et S. Corrsin [4] décèlent des structures turbulentes présentant un caractère pseudo-permanent dont il convient de tenir compte si l'on veut respecter les lois de décroissance observées.

** Du fait de la non linéarité les deux modèles ne cessent de s'interactionner, c'est ainsi que les corrélations $\overline{u_i u_j}$ s'introduisent dans l'historie de l'écoulement moyen, celles d'ordre 3 apparaissant dès que l'on cherche à fixer l'évolution des précédentes.

*** Une des parois est lisse et l'autre fortement rugueuse.

path»). C'est dire en quelque sorte que la non linéarité se manifeste entre autre dans ces équations traduisant l'évolution des propriétés moyennes du champ fluctuant à travers ce cheminement cahotique qui est l'essence même de tout problème de diffusion. Bien entendu il faut s'attendre à ce que le paramètre pression soit également affecté par cette non linéarité puisque champ de pression et champ de vitesse sont intimenent liés. Dans le cas d'un écoulement à gradient de vitesse constant Craya [7] montre comment est étable cette liaison donnant dans l'espace spectrale une relation où seules figurent des corrélations de vitesse (double et triple). A priori cependant aucune raison physique ne milite en faveur d'une connection aussi étroite que celle postulée dans la plupart des méthodes de calcul de la couche limite où l'on écrit par exemple: (le terme dit de diffusion turbulente est associé au gradient $\overline{q^2}$).

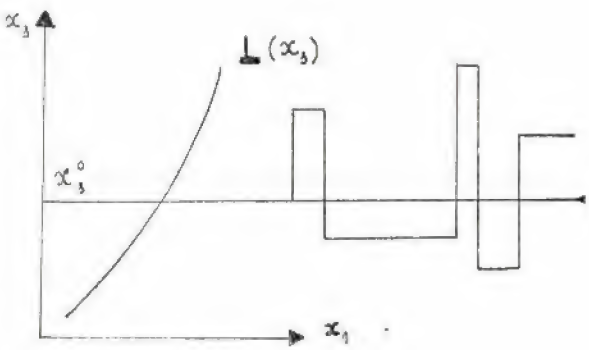
$$\overline{u_1 \left\{ \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right\}} = - \varepsilon \frac{\partial \frac{1}{2} \overline{q^2}}{\partial x_3}$$

seul l'embarras causé par la présence de tels termes excuse une formulation aussi discutable. La distribution spatiale par exemple de l'énergie cinétique turbulente q^2 résulte de la contribution de tous les termes de l'équation précédente, elle est en quelque sorte un constat; mieux vaudrait peut être considérer que le rôle des «termes de transport» est de créer un courant d'échange allant des régions productrices d'énergie vers celles les plus défavorisées. C'est alors une relation entre «diffusion» et production turbulente qui serait recherchée. De toute manière toute tentative consistant à lier de façon plus ou moins complexe ce terme à un quelconque gradiente du champ turbulent redonnera à l'équation son caractère parabolique et ce point reste à noter. La conséquence d'un tel choix sur le type même de l'équation étant acquise on peut dire en bref que si du point de vue théorique l'association d'un terme provenant du caractère spécifiquement non linéaire de l'équation

$\overline{u_3 \frac{\partial}{\partial x_3} q^2}$ avec un autre $\frac{\partial}{\partial x_3} \overline{pu_3}$ dont le caractère mixte

est évident* et déjà criticable, du point de vue expérimental les choses ne s'arrangent guère mieux; en effet, dans une conduite Laufer*** montre que dans la région où x_2^+ est inférieur à 40 les termes $\overline{u_2 q^2}$ et $\overline{u_3 p}$ sont de signe contraire, ce dernier étant en valeur absolue plus grand, ils s'annulent pour $x_2^+ = 40$ puis les corrélations $\overline{u_3 p}$ tendent à s'effacer comme l'on se rapproche de l'axe de la conduite**.

Si en fin de compte, et à condition de ne pas s'éloigner par trop des cas classiques, les contrôles expérimentaux demeurent tolérants, quand bien même une formulation hasardeuse est à la base du procédé cela tient au fait que dans le calcul des couches limites, jets... le rôle de ces termes n'est pas toujours évident. Il n'en est plus de même lorsqu'ils deviennent le seul moteur du phénomène étudié. Le contaminant «information indéfiniment fractionnable» est véhiculé autour de l'écoulement moyen par convection turbulente (opérateur $\overline{u_k \frac{\partial}{\partial x_k}}$) chaque point pollué devenant à son tour point d'émission. Le mécanisme est cumulatif et à aucun stade du processus des fractions de contaminants même faibles ne peuvent être négligées. Notons en passant que la portée des informations est liée à la puissance «trois» des fluctuations de vitesse. Dans une couche limite où les gradients transversaux sont de loin les plus importants on retiendra de $\frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_k q^2}$ les termes $\frac{\partial}{\partial x_3} \overline{u_3 (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)}$ qui comporte entre autres la puissance cube de u_3. Ainsi, alors que de part et d'autre de la valeur moyenne, la continuité du débit, les puissances impaires d'ordre directement supérieur contrôlent une information qui sera par exemple dissymétrique dans le cas de la figure. Les petites balles fluides animées de vitesse transversales intenses introduiront loins dans la direction des x_3 croissant une caractéristique initialement localisée en x_3^0. Bien entndu, le même mécanisme jouera dans l'autre sens mais avec une efficacité moindre. Il est visible que ceci suppose un accroissement des échelles comme indiqué sur la figure. Si les quelques réflexions précédentes introduisent quelques aspects du mécanisme de diffusion elles restent plus critiques que constructives; sans le résoudre, la voie tracée par Taylor apportera d'intéressants compléments d'information.



* On sait que le champ de pression est lié à l'ensemble du champ de vitesse par une équation du type Poisson

** Conscients de cette difficulté et gradant en mémoire le rôle répartiteur de la pression, rôle confirmé par la nullité des corrélations pression vitesse en un point dans le cas où la turbulente est isotrope, on a pu penser que ces corrélations se faisaient l'écho de l'anisotropie du champ turbulente exprimée par $\overline{u_i^2} - \frac{1}{3} \overline{q^2}$ et prise en charge de façon convenable.

*** Il s'agit en particulier de l'etude de Laufer sur les écoulements en canal plan et en conduite circulaire.

Ainsi que nous l'avons remarqué, le fait de lier la diffusion à un gradient donne aux équations leur caractère parabolique mais d'autres hypothèses ont été avancées entre autres par Bradshaw [1]. L'équation devient du type hyperbolique et il est possible de définir en principe une zone à l'intérieur de laquelle est localisée l'information. Il est intéressant de noter que dans certains modèles statistiques on a pu, en introduisant une mémoire (donc en quelque sorte un mécanisme à relais), construire des équations de ce type*.

11.2 LA THEORIE STATISTIQUE DE TAYLOR

Nous ne rappelerons de la théorie développée par Taylor [34] que les aspects les plus directement liés à notre étude renvoyant pour de détail soit à des ouvrages à caractère didactiques (Tennekes-Lumley) soit à des articles originaux.

Dans son étude sur la diffusion par mouvement continu Taylor considère *un champ turbulent stationnaire**** dépourvu de vitesse porteuse et s'intéresse à travers les coordonnées de position X_i d'une particule issue du point défini par le vecteur $\vec{a}$

$$X_i(\vec{a}, t) = a_i + \int_0^t v_i(\vec{a}, t'))\, dt'$$

à des propriétés moyennes que l'on est tenté de définir en première approximation par $\overline{(X_i - a_i)^2}$. On a évidemment à tout instant:

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{(X_i - a_i)\, v_i(\vec{a}, t)}$$

relation qui lie la dérivée à l'instant t de la quantité cherchée d'une part à la position $X_i - a_i$ d'autre part à la vitesse v_i. Par le truchement de $X_i - a_i$ s'introduit l'histoire de la particule si bien que:

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v_i(\vec{a}, t)\int_0^t v_i(t')\, dt'} = \int_0^t \overline{v_i(t)\, v_i(t')}\, dt'$$

Si l'on suppose l'existence d'une corrélation dite Lagrangienne telle que

$$\overline{v^2}\, R_{ii}(t - t') = \overline{v_i(t)\, v_i(t')}$$

on a en posant $t = t' + \tau$

$$\overline{v_i}\, R_{ii}(\tau) = \overline{v_i(t' + \tau)\, v_i(t')}$$

et

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\overline{(X_i - a)^2} = \overline{v_i^2}\int_0^t R_{ii}(\tau)\, d\tau$$

d'où

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v_i^2}\int_0^{t^0} (t - \tau)\, R_{ii}(\tau)\, d\tau$$

Deux formes asymptotiques sont classiquement examinées:

— la première est valable pour de petits laps de temps t durant lesquels le mouvement est supposé très fortement corrélé. $R_{ii}(\tau)$ es alors voisin de l'unité et l'on a:

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v_i^2}\, t^2$$

— la seconde est applicable lorsque t est au contraire très grand. On admet alors qu'il existe une échelle Lagrangienne fixée dès que t est supérieur à une certaine valeur: ainsi

$$\int_0^t R_{ii}(\tau)\, d\tau \rightarrow C_{ii}$$

et

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = 2\, \overline{v_i^2}\, t\, C_{ii}$$

Dans cet approche Taylor ne considérant que la dépendance entre vitesses fluctuantes d'une même particule prise à deux instants différents, abandonne le point de vue d'Euler pour adopter celui de Lagrange. Or, c'est dans l'expression de l'accélération convective que se situe la difficulté centrale, la présentation de Taylor apparaît donc comme un moyen de la tourner****. Cependant, la mesure d'une corrélation lagrangienne s'avère très difficile et la possibilité d'évaluer les corrélations lagrangiennes R à partir des classiques corrélations eulériennes R n'est guère plus simple.

Une rapide incursion dans le domaine spectral nous permettra d'entrevoir le rôle des differentes structures dans le mécanisme de diffusion. Corrélations et spectres lagrangiens sont en effet liés par

$$E_{ii}(n) = 4\int_0^\infty R_{ii}(\tau)\cos 2\pi n \tau\, d\tau$$

En fonction du spectre lagrangien, le résultat de Taylor s'écrit donc:

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v_i^2}\, t^2 \int_0^\infty E_{ii}(n)\, \frac{\sin^2 \pi nt}{(\pi nt)^2}\, dn$$

Ceci équivaut à dire que la dispersion à partir d'une source ponctuelle continue est influencée par la

* Une chaîne de Markov est dite d'ordre «r» si dans une suite d'épreuves le résultat de chaque épreuve dépend des résultats des répreuves qui la précède directement.

** Signalons l'ouvrage récent de Monin [24].

*** Une fonction aléatoire est dite stationnaire si comparant cette fonction à l'instant t avec cette même fonction à l'instant $t + \tau$ cette comparaison est indépendante de t. L'homogénéité est évidemment une propriété spatiale du champ.

**** Ces corrélations lagrangiennes cherchent à définir la cohérence du mouvement d'une même particule entre deux instants.

totalité du spectre ce dernier étant toutefois pondéré par un filtre passe bas dont la fréquence de coupure évolue avec le temps. Ce point est essentiel car il nous révèle le rôle limité des frequences élevées sur la diffusion, or c'est précisément au niveau de ces structures que la reproduction en soufflerie du spectre atmosphérique est déficiente, compte tenu des échelles de réduction adoptées la viscosité rend impossible la simulation de structures atmosphériques dont la dimension serait inférieure au mètre. La remarque précédente montre fort heureusement que cette lacune est de peu d'importancce vis-à-vis du phénomène de diffusion.

Remarques

I — Dans le cadre de l'analogie moléculaire la diffusion avait été mise sous la forme

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \varepsilon_i \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_i} \right\} \quad *$$

On peut montrer que ε_i est relié à la variance de position des particules $\overline{(X_i - a_i)^2}$:

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{(X_i - a_i)^2}$$

à titre d'information, appliquons sans précaution à ce cas l'analyse de Taylor qui suppose, rappelons-le, l'homogénéité et la stationnarité; on trouve:

— pour un laps de temps court

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v^2_i}\, t^2 \rightarrow \varepsilon_i = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{(X_i - a_i)^2} \sim t$$

— et pour un intervalle de temps long:

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = 2\, \overline{v^2_i}\, t\, C_{ii} \rightarrow \varepsilon_i = cst$$

ce qui apparenterait ce dernier cas à un processus de diffusion moléculaire.

II — Le théorème central limite, dont les extensions sont du reste nombreuses, fournit une information sur la distribution en position des particules pour des temps suffisamment longs. On sait en effet que quelque soit la fonction de répartition de variables indépendantes ζ_n soumises à des conditions très générales, la somme $\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + \ldots + \zeta_n$ est assymptotiquement normale $(n \rightarrow \infty)$. Si l'on applique ce raisonnement au mouvement d'une particule dont la position aléatoire est définie par:

$$X_i(\vec{a}, t) = a_i + \int_0^t v_i(\vec{a}, t')\, dt'$$

il faut donc tout d'abord supposer que la fonction $\vec{v}$ est stationnaire dotée d'échelles intégrales différentes de zero.

Chaque parcours résultant du découpage peut être marqué à travers vi par le mécanisme turbulent, il n'en demeure pas moins que la densité de probabilité de la coordonnée de position X_i est pour un temps très long (condition assymptotique exigeant un grand nombre de cheminements élémentaires chacun contrôlé par une réalisation v_i) gaussienne. La condition assymptotique exige un grand nombre de réalisations contrôlée chacune par une vitesse $v_i \Big|_{t_{k-1}}^{t_k}$ l'échelle lagrangienne C demeurant finie de maniére à ce que l'indépendance des épreuves soit respectée.

II.3 *Relations entre caractéristiques Lagrangiennes et Eulériennes*

Les relations de base sont:

$$\vec{V}(\vec{a}, t) = \vec{U}\left\{ \vec{X}(a, t) \right\};$$

$$\vec{X}(\vec{a}, t) = \vec{a} + \int_{t_0}^{t} V(\vec{a}, t')\, dt'$$

La vitesse $\vec{V}$ de la particule issue de $\vec{a}$ est à l'instant t notée $\vec{V}(\vec{a}, t)$ et sa position est désignée par $\vec{X}(\vec{a}, t)$ de telle sorte que $\vec{V} = \partial \vec{X}(\vec{a}, t)/\partial t$. Les variables de Lagrange au temps t dépendent des valeurs du champ Eulérien $\vec{U}(\vec{X}, t)$ (composantes u_i) en tout point de la trajectoire aléatoire. Cette trajectoire est définie comme la solution d'un système d'équations intégrales

$$X_i(\vec{a}, t) = a_i + \int_{t_0}^{t} u_i \left\{ \vec{X}(\vec{a}, t') \right\} dt'$$

où u_i est une fonction connue de la variable X. La liaison est en fait très complexe. Si l'on admet qu'il est possible d'utiliser les développements en série de Taylor on a:

$$\vec{X}(\vec{a}, t) = \vec{a} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \vec{X}(\vec{a}, t)}{\partial t^n} \Bigg|_{t=t_0} [t - t_0]^n$$

$$\vec{V}(\vec{a}, t) = \vec{U}(\vec{a}, t_0) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \vec{V}(\vec{a}, t)}{\partial t^n} \Bigg|_{t=t_0} [t - t_0]^n$$

Il est possible de transformer les coefficients de ces séries en utilisant les relations:

* Nous admettons sans discussion que la dispersion de points mouvants est reprérable par marquage (colorant ou particules en suspension de densité adéquate) le mouvement de ces traceurs est identifiable au mouvement d'un point du fluide qui occuperai la position de la particule si elle ne s'y trouvait pas.

$$\left.\frac{\partial^n \vec{X}(\vec{a}, \vec{t})}{\partial t^n}\right|_{t=t_0} = \left.\frac{\partial^{n-1} \vec{V}(\vec{X}, t)}{\partial t^{n-1}}\right|_{t=t_0}$$

$$\left.\frac{\partial^n \vec{V}(\vec{a}, t)}{\partial t^n}\right|_{t=t_0}$$

$$= \left\{\frac{\partial}{\partial t} + \sum_i U_i(X, t)\frac{\partial}{\partial X_i}\right\}^n \vec{U}\Bigg|_{\substack{\vec{X}=a \\ t=t_0}}$$

Lumley a pu tirer de ce genre de développement certaines conclusions, c'est ainsi qu'il montre que si le champ $\vec{U}(\vec{X}, t)$ est statistiquement homogène il en est de même du champ vectoriel aléatoire $\vec{X}(\vec{a}, t)$ mais la méthode tourne court dès qu'il s'agit de définir les caractéristiques statistiques Lagrangiennes du champ à partir des Eulériennes sauf pour des laps de temps très courts.

En fait la plupart des auteurs introduisent qeulpues hypothèses simples de similitude. On peut imaginer qu'en identifiant un certain élément et en le suivant, la perte de cohérence (corrélation lagrangienne) est plus faible que lorsque cette même perte est observée sur deux éléments différents. Grosso-modo on pourrait dire que la corrélation eulérienne combine la décohérence du mouvement de chaque particule avec une décohérence spaciale évaluée sur une distance qui dépend précisément du cheminement aléatoire suivi lequel est entre autres lié au niveau de turbulence. Dans des cas exceptionnels tels ceux fournis par la turbulence de grille (où $\overline{u^2}/\overline{u} \simeq 2\%$)

on trouve $\quad \mathbf{C} \simeq T \sim \dfrac{L}{\sqrt{\overline{u^2}}}$

On imagine donc que

$$\mathbf{R}_{ii}(\tau) > R_{ii}(\tau)$$

Il s'en suivra que l'échelle de temps lagrangienne $\mathbf{C}$ doit être plus grande que l'Eulérienne T

$$\mathbf{C}_{ii} = \int_0^\infty \mathbf{R}_{ii}(\tau)\, d\tau \; ; \; T_{ii} = \int_0^\infty R_{ii}(\tau)\, d\tau$$

$$\mathbf{C} > T$$

On pourra également comparer les microéchelles:

$$\Lambda_{ii} = \left\{-{}^2/_{\mathbf{R}''_{ii}}(0)\right\}^{1/2} \quad ; \; \lambda_{ii} = \left\{-{}^2/_{R''_{ii}}(0)\right\}^{1/2}$$

et là encore on s'attend à ce que $\Lambda > \lambda$ inégalité du reste confirmée par Corrsin (1963) qui précise $\lambda/\Lambda \sim 0{,}8$

Il n'y a en fait aucune raison théorique qui permette d'espérer que les fonctions de corrélation Lagrangiennes et Eulériennes aient la même forme. Cependant les mesures récentes de Snyder et Lumley [29] laissent entrevoir une bonne coincidence, dans ces conditions on comprend qu'il soit tentant de jeter un pont entre les deux aspects du problème au moyen d'un simple changement d'échelle des temps comme le font Hay et Pasquill [14]

$$\mathbf{R}(\tau') = R(\tau) \qquad \text{avec} \qquad \tau' = \beta\,\tau$$

Ces auteurs adoptent la valeur $\beta = 4$

Les choses ne vont pourtant pas simplement car si ce résultat est confirmé par bons nombres d'auteurs dans le cas d'une atmosphère calme, la valeur 2 est également avancée dans les cas instables.

Faute de mieux, cette relation peut être appliquée au résultat sur la dispersion

$$\overline{(X_i - a_i)^2} = \overline{v^2_i}\, t^2 \int_0^\infty E_{ii}(n) \left|\frac{\sin \frac{\pi nt}{\beta}}{\frac{\pi nt}{\beta}}\right|^2 dn$$

L'impossibilité d'établir une relation entre échelle lagrangienne et eulérienne ne doit pas faire oublier certains résultats valables pour un champ turbulent homogène, le fluide étant toujours supposé incompressible. On démontre en effet que les fonctions caractéristiques et par conséquent aussi les densités de probabilité des champs de vitesse lagrangiens et eulériens sont identiques. Ceci implique que

$$\overline{v^2_i} = \overline{u^2_i}$$

Toute tentative pour atteindre $\overline{v_i^2}$ directement devient de ce fait inutile.

Cependant dans un canal d'axe $0\,x_1$, en admettant homogène le champ lagrangien dans une section, on a:

$$\overline{v^2_1} = \frac{1}{\pi r^2}\iint (u_1^2 + (\overline{U_1} - \overline{U_d})^2]\; dx_2\, dx_3$$

car alors la variance de la vitesse lagrangienne reçoit une contribution à la fois de la variance de la vitesse eulérienne et du carré de la différence entre la vitesse moyenne eulérienne et la vitesse débitante U_d.

II.4 *Diffusion dans un écoulement à gradient de vitesse constant*

Le modèle se complique alors du fait qu'il existe une vitesse porteuse telle que:

$$\overline{U_1} = \lambda\, x_3 \quad ; \quad \overline{U_2} = \overline{U_3} = 0$$

Du point de vue cinématique ce type d'écoulement est un cas particulier de celui étudié par Craya [7] qui suppose $\lambda_{lm} = \partial U_l / \partial x_m$. La turbulence est homogène dans le plan $x_2\, x_3$ perpendiculaire à U_1, si la stationnarité est envisageable du point de vue énergétique puisque production et dissipation existent, du moins elle n'est pas acquise, il faut noter en effet que cet écoulement qui comporte une échelle de temps ne comporte par contre aucune échelle de longueur autre que celle que l'on peut former en faisant intervenir la viscosité cinématique. On rique alors de se trouver dans une situation analogue à celle rencontrée en écoulement derrière grille où toutes les échelles évoluent lentement

avec la distance. Nous n'en supposerons pas moins que le champ eulérien de vitesse est homogène dans toutes les directions de sorte que le champ lagrangien est stationnaire. Les résultats suivants sont à prendre en considération ne serait-ce que du point de vue qualitatif.

La position du particule est défini à l'instant t:

— longitudinalement par:

$$X_1 (\vec{a}, t) = a_1 + \int_0^t \left\{ \lambda X_3 (\vec{a}, \tau) + v_1 (\vec{a}, \tau) \right\} d\tau$$

— et transversalement par:

$$j = \begin{cases} 2 \\ 3 \end{cases} \quad X_j (\vec{a}, t) = a_j + \int_0^t v_j (\vec{a}, \tau) \, d\tau$$

Compte tenu des approximations faites le champ de vitesse $\vec{v}$ est stationnaire. Appliquant le théorème central limite on peut conclure directement que la distribution en probabilité des coordonnées de position transversale X_j est gaussienne. Longitudinalement la situation est plus complexe. Considérons deux particules issues au même instant de deux points infiniment voisins. Si l'une d'entre elles est écartée de la ligne de courant moyenne par l'action de la composant transversale v_3 tandis que l'autre suit cette ligne de courant le gradient de vitesse entre en jeu et de toute façon sépare les deux éléments par un mécanisme autrement plus efficace que celui résultant de l'action de la composante v_1.

Poursuivant le calcul on trouve:

$$\overline{X_1} = a_1 + \lambda a_3 t$$

la position moyenne se déplace avec une vitesse correspondant à la vitesse moyenne relative à la position initiale.

La position relative d'une particule par rapport à cette position moyenne est:

$$\frac{d}{dt} (X_1 - \overline{X_1}) = \lambda \ (X_3 - a_3) + v_1$$

Or, la variance de $X_3 - a_3$ croît linéairement avec le temps d'après un résultat précédement acquis et applicable dans le plan 2 3. Aux grands temps on aura donc:

$$\lambda \ (X_3 - a_3) >> v_1$$

et une nouvelle différentiation donnera:

$$\frac{d^2}{dt^2} (X_1 - \overline{X_1}) = \lambda \frac{dX_3}{dt} = \lambda \, v_3$$

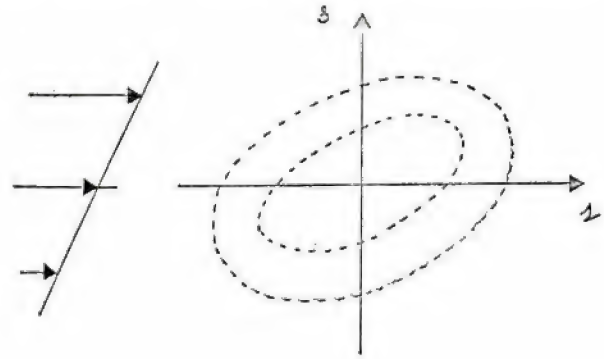
Ceci montre que la quatité $\overline{X_1} - \overline{X_1}$ est donnée par une double intégration portant sur une fonction supposée stationaire v_3, sa distribution assymptotique est donc gaussienne sa variance étant d'après Corrsin

$$\overline{(X_1 - \overline{X_1})^2} = \frac{2}{3} \lambda^2 \, v_3^2 \, t^3 \, C_{33}$$

La dispersion dans la direction x_1 croît donc beaucoup plus vite que dans les deux autres directions x_2 et x_3 pour lesquelles on a encore:

$$\overline{(X_j - a_j)^2} \quad 2 \, \overline{v^2_j} \, t \, C_{jj}$$

Il est possible de prédire la forme moyenne d'une tache de polluant dispersée dans un écoulement à gradient constant. La figure ci-dessous en donne une idée.



II.5 *Dispersion dans un canal*

Le canal de hauteur 2 h a son axe dirigé suivant Ox_1 de sorte que $\overline{U_2} = \overline{U_3} = 0$. L'écoulement moyen est défini dans un plan $x_1 \, x_3$. La position d'un point mobile est donnée par:

$$X_1 (\vec{a}, t) = a_1 + \int_0^t \left\{ \overline{U_1} \ [X_3 (\vec{a}, \tau)] + \right.$$

$$\left. + u_1 \ [X (\vec{a}, \tau), \tau] \right. d\tau$$

$$X_2 \ [\vec{a}, t] = a_2 + \int_0^t v_2 \ (\vec{a}, \tau) \, d\tau$$

$$X_3 \ [\vec{a}, t] = a_3 + \int_0^t v_3 \ (\vec{a}, \tau) \, d\tau$$

u_1 désignant bien la fluctuation de la vitesse eulérienne à l'endroit où se trove le point mobile.

On peut admettre que v_2 est stationnaire, dans ces conditions $X_2 - a_2$ est l'intégrale d'une fonction stationnaire (qui n'est pas elle-même obtenue par dérivation d'une autre fonction stationnaire), dans ces conditions les propriétés statistique de $X_2 - a_2$ sont gaussiennes.

Les contraintes imposées par la paroi rendent la situation beaucoup plus complexe lorsqu'il s'agit d'étudier les propriétés statistiques de $X_3 - a_3$. Un raisonnement portant à la fois sur le caractère stationnaire de $X_2 - a_2$ imposé par la paroi et présumé stationnaire de v_3 qui en est la dérivée met en défaut l'application du théorème central limite.

Portons notre attention sur la dispersion dans le sens de l'écoulement

$$\overline{X_1} = a_1 + U_d t$$

U_d désignant toujours la vitesse débitante. Par soustraction il vient:

$$X_1 - \overline{X_1} = \int_0^t \left\{ \overline{U_1} \; [X_2 \; (\vec{a}, \tau)] - U_d + \right.$$

$$\left. + \vec{u_1} \; [\vec{X} \; (\vec{a}, \tau), \tau] \right\} d\tau$$

sans entrer dans le détail disons que la stationnarité de $X_2 - a_2$ fait que le point aléatoire prend les valeurs $\overline{U_1}$ et u_1 suivant un processus stationnaire*. L'intégrale portant sur une fonction aléatoire stationnaire (non obtenue par dérivation) les propriétés statistiques de $X_1 - \overline{X_1}$ sont gaussiennes. La variance de $X_1 - \overline{X_1}$ est donnée par:

$$\overline{(X_1 - \overline{X_1})^2} = 2 \, \overline{v_1^2} \; t \; C_{11}$$

Or

$$\overline{v_1^2} = \frac{1}{2h} \int_{-h}^{+h} \left[\overline{u_1^2} + [\overline{U_1} - U_d]^2 \right] dx_2$$

De plus

$$\frac{\overline{U_1} - U_d}{U_f} = f \; (\eta) \text{ et } \frac{\overline{u_1^2}}{U_f^2} = g \; (\eta)$$

avec

$$\eta = x_2/h$$

ce qui donne:

$$\overline{v_1^2} = U_f^2 \left\{ \int_0^1 f^2 \, d\eta + \int_0^1 g \, d\eta \right\} \sim U_f^2$$

Il resterait à évaleur C_{11}. Nous avons par ailleurs admis que C est liée à l'échelle spatiale eulérienne L et à $\sqrt{\overline{u^2}}$. Nous devons alors supposer une correspondance entre L et h. Dans ces conditions puisque

$$\tau \sim \frac{L}{\sqrt{\overline{u^2}}} \rightarrow \tau \sim \frac{h}{U_f}$$

et l'on peut écrire

$$\overline{(X_1 - \overline{X_1})^2} \sim h \, U \, t$$

Cette relation ne serait de toute façon valable que pour

$$t >> h/U_f$$

Cette suite d'exemples montre comment une complication du modèle conduit à une perte d'informations que seule l'expérience permet de recouvrer. Dans le cas de la diffusion en canal nous ne possédons que des formes assymptotiques, les constantes restant à ajuster. Il n'en demeure pas moins que de l'examen de ces configurations se dégage les points suivants:

— Importance dans les modèles de diffusion des caractéristiques lagrangiennes du champ turbulent dont les plus essentielles s'avèrent si difficiles à relier à un ensemble de mesures conduites, à quelques exceptions près, dans la perspective d'Euler.

— Rôle fondamental du spectre mettant en évidence l'efficacité des basses et moyennes fréquences. Cette notion évoluant elle-même au cours du temps du fait de l'importance du groupement nt.

— Influence du grandient de vitesse qui renforce considérablement la dispersion longitudinale par l'intermédiaire des cheminements transversaux.

— Action de la vitesse de frottement dans les écoulements entre parois.

Faute de mieux, l'ensemble des résultats acquis devra donc nous servir de guide pour aborder un problème infiniment plus complexe celui de la diffusion dans l'atmosphère. Deux nouvelles difficultés surgissent en effet:

— la première résulte de l'inhomogénéité longitudinale du champ étudié qui met en échec l'application de certains théorèmes d'analyse établis pour des types bien particulier de fonctions aléatoires.

— la seconde provient des effets thermiques associés bien que toute notre analyse ne porte que sur des interactions faibles.

Il ne faudra donc pas s'étonner des approches semi-empiriques entre autres celle de Sutton qui postulant d'emblée la forme de la corrélation lagrangienne écrit:

$$R \; (\tau) = \left\{ \frac{\nu}{\nu + \overline{u^2} \, \tau} \right\}^n$$

relation dont le plus grand avantage est de demeurer cohérente quand on opère des passages à la limite. Il déduit un coefficient de diffusion transversale qu'il applique à la diffusion de quantité de mouvement ce qui lie la répartition de la vitesse donnée sous forme de loi de puissance à l'exposant n. Postulant une distribution transversale de concentration gaussienne, Sutton donne une relation permettant pour une émission de débit Q opérée au niveau du sol de connaître la concentration moyenne

$$\overline{C} \; (x_1, x_2, x_3) =$$

$$= \frac{2 \, Q}{\pi \, \varepsilon_2 \, \varepsilon_3 \, U_1 \, x_1^{\,2-n}} \exp. \left\{ - x_1^{\,n-2} \left[\frac{x_2^2}{\varepsilon_2} + \frac{x_3^2}{\varepsilon_3} \right] \right.$$

Les coefficients principaux de diffusion sont des fonctions de $\overline{U}$, u, v et n. En dépit de toutes les faiblesses de cet approche la relation précédente s'est déjà avérée fort précieuse pour les applications.

La présentation que nous donnerons ultérieurement des résultats obtenus s'appuiera sur la notion de simili-

*On voit bien le rôle important joué par les parois qui confinent l'écoulement.

tude lagrangienne. Sur le plan matériel nous quitterons en règle générale les notations indicielles pour revenir aux appellations classiques $x_1 = x$ (direction du vent), $x_2 = j$ (direction transversale), $x_3 = z$ (direction verticale) la concentration moyenne étant toujours désignée par C

Batchelor admet que dans la zone turbulente interne d'une couche limite, là où la contrainte tangentielle n'est pas trop éloignée de τ_p, les propriétés statistiques du mouvement d'une particule émise au niveau de la paroi peuvent être décrites en ne faisant intervenir que U_f et t et bien entendu z_0 si la paroi est rugueuse ce qui est généralement le cas dans les problèmes qui nous occupent. Pour un écoulement stratifié Gifford [12] puis Cermak [2] introduisent comme paramètre supplémentaire la longueur de Monin Obukhov. Pour un grand nombre de réalisations la position $\overline{X}\ \overline{Y}\ \overline{Z}$ d'une particule au bout du temps «t» est telle que:

$$\frac{d\overline{X}}{dt} = \frac{U_f}{k}\left\{ f\left(c\frac{\overline{Z}}{L}\right) - f\left(\frac{z_0}{L}\right)\right\}$$

$$\frac{dy}{dt} = 0$$

$$\frac{d\overline{Z}}{dt} = b\ U_f\ \varphi\left[\frac{\overline{Z}}{L}\right]$$

b et c sont des constantes universelles introduites par Batchelor qui propose $b \sim 0{,}1$ e $c \sim 1$. Les fonctions f et φ devraient être universelles et reliées au profil de vitesse moyenne.

De nombreux auteurs ont par la suite proposé des extensions ou des modifications de cette formulation. En particulier, à la suite d'un calcul d'Ellison (1959) recoupant des mesures de Cermak (1963), il est admis que $b \sim k$; par ailleurs, Monin (1953) a établi une importante relation à partir de considération d'énergie:

$$\varphi = \left\{1 - \frac{1}{f'}\right\}^{1/4}$$

Compte tenu de ces remarques, la théorie de la similitude lagrangienne peut fournir une évaluation quantitative dès que l'on se donne une forme de profil de vitesse, c'est-à-dire dès que f est connu. Il est alors possible de calculer la trajectoire du centre de masse d'un nuage de particules marquées, et la loi de décroissance de la concentration maximale au sol. Ainsi, Panofsky et Prasad (1965) ont remplacé f par une évaluation numérique, tandis que par exemple Gifford (1962) utilise la loi de Kazanskii et Monin:

$$0 < \frac{z}{L} < \left(\frac{z}{L}\right)^* \quad f\left(\frac{z}{L}\right) = \mathrm{Log}\left(\frac{z}{L}\right) + a\left(\frac{z}{L}\right)$$

$$\left(\frac{z}{L}\right)^* < \frac{z}{L} \quad f\left(\frac{z}{L}\right) = c\left\{\left(\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{3}} - \left(\frac{z}{L}\right)^{*\,-\frac{1}{3}}\right\}$$

dans laquelle

$$a \simeq 6\ ;\ c \simeq 1\ ;\ \left(\frac{z}{L}\right)^* \simeq 0.03$$

Enfin, plus récemment, Pasquill (1966) considère que les résultats de cette théorie doivent mieux s'appliquer aux cas réels si, au lieu de $\overline{Z}$, la cote moyenne du panache dans une section est exprimée par Z telle que:

$$\frac{\overline{C}\ (x_1, O, Zp)}{Cmax\ (x_1)} = 0{,}1$$

Z_p est ici supposé mieux rendre compte que $\overline{Z}$ de la forme de la distribution verticale de concentration.

CHAPITRE III

DIFFUSION DANS UNE COUCHE LIMITE STRATIFIEE RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 *Conditions d'essais*

Nous allons rappeler très brièvement dans quelles conditions se sont déroulés les essais de façon à définir les états atmosphériques auxquels ils correspondent et à mieux faire comprendre l'intérêt de dispositifs prévus au départ pour élargir la gamme des modèles simulés (injection par paroi poreuse loin en amont).

L'installation est représentée sur la figure 1, nous ne nous attarderons ni sur sa description, ni sur celle des méthodes de mesure les détails les plus importants étant donnés par Solal [31]. Nous ne rappelerons que les points suivants:

— deux vitesses d'écoulement ont été expérimentées

$U_1^\infty = 4{,}3$ m/s. , $U_1^\infty = 6{,}6$ m/s.

(la soufflerie autorise $2\ m/s < U_1^\infty < 20\ m/s$.

— la longueur de Monin Obukhov L variant de $-\infty$ à $-0{,}4$ m

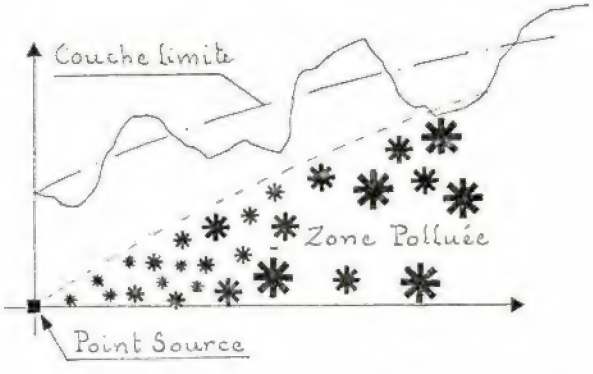
(la soufflerie autorise:

$$-\infty < L = \frac{U_f^3}{k\ \frac{g}{T_0}\ \frac{-Hp}{\rho\ Cp}} < -0{,}1\ \text{m.})$$

La vitesse de frottement est calculée par la formule de Ludwieg et Tillmann, la paroi inférieure équipée en plaque fluxmétrique permet de définir Hp. La température T_0 est prise égale à la température moyenne dans la couche.

— L'épaisseur de la couche limite évolue dans la région de mesure autour d'une valuer δc évaluée à 15 cm. Si l'on estime à 30% la fraction de la couche où la tension reste à peu près constante et égale à τ_p la partie intéressante est de l'ordre

de 5 cm. Des mesures ont été effectuées jusqu'à des distances x_s, pouvant atteindre 2,5 cm en aval du point d'injection; le développement du panache dans le sein même de la couche se présente alors comme indiqué sur la figure ci-contre. Il ne semble cependant pas que la zone turbulente externe ait été appelée à jouer un rôle déterminant. Cette remarque n'appelle donc rien d'autre qu'une certaine prudence dans l'interprétation des résultats correspondant aux sections les plus éloignées du point d'injection, elle fait mieux comprendre l'intérêt porté par maints auteurs à des procédés cherchant artificiellement à épaissir avec la zone turbulente pariétale. Bien qu'il n'ait pas été utilisé lors de ces essais, qui s'inscrivent en fait comme une toute première tentative, la soufflerie ici décrite en comporte un dont nous décrirons par la suite quelques caractéristiques essentielles.



— Le gaz traceur utilisé est de l'éthane, les concentrations sont détectées au moyen d'un analyseur opérant par ionisation de flamme. L'injection se fait aussi discrètement que possible au niveau de la paroi.

Conditions de similitude réalisées

Nous nous proposons d'analyser bièvement à quelles conditions atmosphériques réelles correspondent les mesures entreprises. Rappelons tout d'abord qu'une bonne récapitulation des donnés concernant l'atmosphère a été donnée par Slade (1968).

On peut se faire aisément une idée de l'échelle géométriques adoptée. Elle se fonde essentiellement sur les dimensions respectives de la zone à tension constante. Remarquons qu'elle occupe dans l'atmosphère environ 50 m*. Dans notre cas où l'épaisseur totale de la couche limite est $\delta c = 15$ cm la même région s'étend verticament sur $0{,}3\delta c = 5$ cm. Le facteur d'échelle géométrique adopté est donc 1/1000 environ.

Ce facteur multiplicatif doit être pris en compte pour toutes les grandeurs caractéristiques De ce fait il devient difficile de simuler en soufflerie des écoulements fortetement instables. L'écoulement le plus instable que nous avons réalisé jusqu'à présent correspond à $L = -0{,}4$ m, il reproduit donc une instabilité atmosphérique correspondant à $L = -400$ m et par conséquent très faible puisqu'une atmosphère caractérisé par une valuer $L = -100$ m n'est encore qualifiée que de «légèrement instable», l'appelation instable à très instable correspondant à $|L| < 10$ m. Notons qu'il est possible d'atteindre avec les moyens actuels $L = -0{,}1$ m ce qui correspondrait dans l'atmosphère à . $|L| \simeq 100$ m.

En ce qui concerne *l'échelle de la turbulence* on peut affirmer que, eu égard aux dimensions de la couche limite, les strutures turbulentes dont l'échelle caractéristique est supérieure à 1 m ne véhiculent probablement que très peu d'énergie. Ceci signifie que la dimension des plus grandes structures atmosphériques qu'il est possible de simuler sont de l'ordre de 1000 m. Si l'on compte avec une vitesse de vent correspondante égale à 5 m/sec. le temps caractéristique que l'on peut alors formé est de l'odre de 200 secondes. La question de la similitude spectrale entre atmosphère et soufflerie se pose alors avec acuité sachant par ailleus le rôle joué par cette répartition énergétique sur le phénomène de diffusion.

Examinons la courbe spectrale relevée dans l'atmosphère par Van der Hoven (1957) Fig. 2. Par chance une large bande de fréquences comprise entre quelques heures et quelques minutes ne contient que très peu d'énergie. Cette remarque capitale va permettre en quelque sorte de découper le phénomène en deux parties qui selon toute vraissemblance ne s'interactionnent que faiblement l'une l'autre**. C'est uniquement la partie haute frequence de ce spectre mouvementé que l'on s'efforcera de réaliser en soufflerie. La fréquence de coupure que l'on peut accepté correspondent à 10 cycles/heure (temps caractéristique égal à 6 mn) n'est que le double de celle que la soufflerie décrite permet de reproduire en l'absence de tout artifice. Au paragraphe suivant nous verrons de façon plus quantitative comment se présente en fait cette simulation spectrale.

Après avoir abordé les problèmes relevant du domaine des basses fréquences examinons les difficultés que l'on pourrait rencontrer à l'autre extrémité du spectre dans le *domaine des hautes fréquences*. Si l'on suppose dans la couche turbulente pariétale (zone à $\tau = \tau_{13}$ constant)

— d'une part un équilibre entre production et dissipation,

— d'autre part l'isotropie des plus fines structures on a:

*La valeur adoptée pouvant aussi atteindre 150 m.

*** La continuité des spectres relevés en turbulenue ne pel met pas un tel découpage. Si une telle situation se présentait on pourrait aucueillir avec infiniment moins de suspicion l'hypothère d'Heisenberg qui tente fictivement de l'opérer, les tourbillons correspondant à des nombres d'onde supérieur à $|\bar{k}|$ se comportant vis-à-vis de ceux dont le même nombre est inférieur comme une viscosité fictive.

$$W_c = \overline{u\,w}\,\frac{dU}{dz} = \frac{U^2_f}{kz} \text{ et } \psi_c = \frac{15\,\nu\,\overline{u^2}}{\lambda^2}$$

d'où

$$W_c = \psi_c \qquad \frac{U^2_f\,\lambda^2}{z\,\nu\,\overline{u^2}} = \text{cste}$$

On peut s'attendre à ce que $\sqrt{\overline{u^2}}/U_f$ dépende très peu du nombre de Reynolds, le mécanisme turbulent étant du point de vue production contrôlé par U, par contre si l'on désigne par U* une vitesse de référence le rapport U/U* en dépend. Cette connexion reste toutefois assez faible, négligeons-la pour l'instant. Dans ces conditions l'expression précédente donne:

$$\frac{U^*\,\lambda^2}{z\,\nu} = \left(\frac{\lambda}{z}\right)^2 = R_c = \text{cste avec } R_c = \frac{U^*\,z}{\nu}$$

Ainsi

$$\left(\frac{\lambda}{z}\right)_{\text{soufflerie}} = \left(\frac{\lambda}{z}\right)_{\text{atmosphère}} \sqrt{\frac{R_{c\,\text{atm}}}{R_{c\,\text{soufflerie}}}}$$

Du fait que la similitude de Reynolds n'est pas respectée ceci entraîne

$$\left(\frac{\lambda}{z}\right)_{\text{soufflerie}} \neq \left(\frac{\lambda}{z}\right)_{\text{atmosphère}}$$

Dans le cas qui nous occupe, si l'on admet que la vitesse de référence est reproduite dans la maquette (par exemple U = 5 m/sec. ce qui correspond à un vent de l'ordre de 20 km/h) le fluide utilisé étant l'air dans les deux cas le rapport des nombres de Reynolds devient celui des échelles géométriques soit 1 000. Le rapport λ/z sera environ 30 fois plus petit en soufflerie que dans l'atmosphère; lors de comparaisons ultérieures on observera cette différentiation des spectres pour les fréqueces élevées mais l'on sait que ceci est sans conséquence grave pour les problèmes de diffusion. Ces considérations sur la similitude appeleront une dernière remarque relative aux temps d'intégration pratiqués en soufflerie et dans l'atmosphère. Nous avons en effet précisé que les temps caractéristiques des strutures turbulentes était en soufflerie de $\frac{1}{5}$ éme de seconde ce qui correspondait dans l'atmosphère à 3 mn environ. Or, la plupart des mesures qui y sont effectuées portent sur des temps d'intégration de l'ordre de l'heure. Nombre d'auteurs se sont inquiétés des problèmes posés par une telle transposition. On peut en dégager les formules approchées suivantes que nous utiliserons dans notre cas:

$$\frac{\overline{C}\,\max\,[3\text{ min}]}{\overline{C}\,\max\,[1\text{ heure}]} \simeq 2;\quad \frac{\sigma_j[3\text{ min.}]}{\sigma_j[1\text{ heure}]} \simeq 0{,}5;$$

$$\frac{\sigma_z[3\text{ min.}]}{\sigma_z[1\text{ heure}]} \simeq 1$$

Ces différents examens montre en fin de compte que si la simulation en soufflerie demeure possible elle appelle bien des précautions et l'on voit que les essais qui vont être présentés se situent à la limite des réalisations fiables. Il est certain que l'épaississement contrôlé de la couche aura une influence extrêmement bénéfique, la construction et l'implantation de souffleries de plus grande dimension posant quelques difficultés pour des équipes de recherche à caractère purement universitaire, la longueur de plancher de celle utilisée avoisine 10 m, sa section étant supérieure à 1 m².

Amélioration des procédés de simulation

Il n'est pas dans notre intention de les décrire tous tant ils sont nombreux et par bien des points décevants. Lorsque l'on désire obtenir une répartition de vitesse ayant un profil donné il vient immédiatement à l'idée d'utiliser un grillage à porosité variable dont la déffinition ne présente aucune difficulté. Malheureusement si le champ moyen est conforme au but à atteindre le champ turbulent ne l'est pas. L'espoir de voir ce dernier rapidement se restructurer en présence du champ de vitesse de façon convenable est vite deçu ce qui semble en partie condamner le procédé, du moins sous sa forme élémentaire. J. Mathieu propose un soufflage à travers une paroi poreuse située loin en amont des sections de mesure et le résultat semble satisfaisant ainsi que nous allons le voir à partir des résultats de Schon et Mery [30] au moins tant que le soufflage reste modéré; nous ne chercherons en fait dans ce qui suit qu'à comparer des résultats, obtenus avec et sans soufflage, l'épaississement recherché ne dépassant pas 100%.

Du point de vue des vitesse repésentées figure 3 dans un système de variables convenables, la coincidence est très satisfaisante. Les intensités turbulentes longitudinales et transversales n'accusent que des écarts faibles du moins dans la région turbulente pariétale qui nous intéresse et à condition de se trouver à plus de 6 m en aval de la surface d'injection (Fig. 4). La situation paraît tout aussi favorable si l'on compare la répartition des contraintes de Reynolds avec ou sans injection; (Fig. 5) une réalisation convenable de cette caractéristique est bien évidemment cruciale puisqu'elle conditionne avec le profil de vitesses moyennes les valeurs du coefficient de diffusion ε.

Les spectres de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{\omega^2}$ ont été mesurés.Nous donnons figure 6 les deux plus importants dans une représentation en n F [n] qui renforce le rôle des structures moyennes dont l'importance est considérable dans le mécanisme de la diffusion. La coincidence avec les spectres relevés dans l'atmosphère est tout à fait remarquable sauf pour les fréquences élevées ce qui est conforme à notre attente. La situation n'est pas plus critique pour des valeurs de $nz/\overline{U} = 0{,}005$ ce qui, compte tenu des échelles de transposition adoptées, correspond dans l'atmosphère à quelques cycles par heure. Dans la représentation choisie la zone inertielle du spectre correspond à une pente $-{}^2/_3$ elle est plus étendue comme il fallait s'y attendre pour le spectre en $\overline{u^2}$ que pour celui en $\overline{\omega^2}$.

Il faudrait toutefois souligner qu'en dépit de ces répartitions énergétiques satisfaisantes les intensités turbulentes convenables ne sont pas respectées la paroi étant lisse.

Bref, parmi les moyens d'épaissir artificiellement la couche limite tout en conservant les caractères essentiels propres au problème de diffusion celui du soufflage amont est à considérer avec grand intérêt si l'on se contente de doubler au plus l'épaisseur de la couche.

III.2 *Examen des résultats expérimentaux*

Les résultats seront présentés sous une forme classique qui présuppose une structure voisine de l'équilibre.

Dans une section donnée repérée par son abscisse x_1, l'origine coincidant avec le point d'injection, les échelles caractéristiques sont au nombre de trois:

— la concentration maximum dans le section $\overline{C}max$

— deux échelles de longueur σ_j et σ_z respectivement définies par

$$\frac{\overline{C}\ [x_1\ ;\ 2{,}15\ \sigma_j ;\ Z]}{\overline{C}max\ [x_1]} = 0{,}1$$

$$\frac{\overline{C}\ [x_1\ ;\ 0\ ;\ 2{,}15\sigma\ ]}{\overline{C}max\ [x_1]} = 0{,}1$$

Les coefficients numériques ont été choisis de telles façon que si la concentration est gaussienne σ représente l'écart type.

La distribution de concentration est assez bien représentée par

$$\frac{\overline{C}}{\overline{C}max} = \exp.\left(-0{,}43\left(\frac{Y}{\sigma_j}\right)^{2,2} - 0{,}80\left(\frac{Z}{\sigma_z}\right)^{1,7}\right)$$

comme le montre la figure 7. Une loi normale correspondrait évidemment à la relation

$$\frac{\overline{C}}{\overline{C}max} = \exp\left(-0{,}50\left(\frac{j}{\sigma_j}\right)^2 - 0{,}50\left(\frac{Z}{\sigma_z}\right)^2\right)$$

L'évolution des échelles longitudinales $\overline{C}max$, σ_j et σ_j reste à définir. Du fait que le phénoméne semble en gros refléter un état d'équilibre on la cherchera d'emblée sous forme de loi de puissance adoptant une triple représentation logarithmique. La concentration $\overline{C}max$ est introduite sous la forme adimensionnelle

$$\frac{\overline{C}max\ U_f}{Q}$$

où Q est le débit injecté. Les figures 8, 9 et 10 mettent en évidence l'influence sur la concentration de l'éloignement et de l'instabilité. L'évolution est assez bien représentée par des relations du type

$$Cmax \sim x_1^{\,p}\ ;\ \sigma_j \sim x_1^{\,h}\ ;\ \sigma_z \sim x\ v_1$$

les trois exposants p, h et v dépendant de L. Sur σ_y et σ_z on note même une légère influence de la vitesse laquelle semble traduire l'influence du nombre de Reynolds ce qui n'est guère surprenant du fait que la paroi sur laquelle se développe la couche est lisse et l'injection faite au niveau même du plancher.

Dans le cas d'une distribution gaussienne un contrôle du débit injecté conduit à la relation suivante entre les exposants

$$p = h + (m + 1)\ v - m\delta$$

Ici on a pris $\dfrac{U\ (Z)}{U_1^{\infty}} \sim \left(\dfrac{Z}{\delta\ cin.}\right)^m$ et $\delta cin. \sim \chi\,\delta_s$

De ce point de vue très global les résultats présentés paraissent corrects les faibles écarts semblant davantage imputables à des erreurs accidentelles qu'à des erreurs systématiques

	$L = -\infty$	$L = -0{,}4$ m
p calculé	1,48	1,53
p expérimental	1,42	1,52

Il est possible de cet ensemble de résultat de tirer une évaluation de ε_3. On conduira le calcul en se plaçant dans le cas d'une linéaire équivalente à la source ponctuelle donnée

$$\overline{C}_{\text{sourcelinéaire}}\ (x_1,\ Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{C}_{\text{source ponctuelle}}\ (X_1,\ j,\ Z)\ dy$$

Entre la paroi et la cote z le débit de polluant convecté est:

$$\varphi\ (X_1,\ Z) = \int_0^Z \overline{C}\ (x_1,\ z')\ U\ (x_1,\ z')\ dz'$$

cequi fixe le débit de matière φ_ω s'échappant verticalement

$$\varphi_\omega = \frac{\partial}{\partial x_1}\ \varphi\ (x_1,\ z)$$

On peut alors écrire:

$$\varepsilon_z(x_1, z) = \frac{\dfrac{\partial}{\partial x_1}\displaystyle\int_0^z \overline{C}(x_1, z')\, U(x_1, z')\, dz'}{\dfrac{\partial}{\partial z}\overline{C}(x_1, z)}$$

La Figure 11 fait état des résultats trouvés et les compare aux formes proposées. Le rôle destabilisant du chauffage apparaît comme capital.

Désirant comparer plus en détail entre autres ce dernier résultat avec la méthode de calcul mise au point au laboratoire par Jeandel et Mathieu nous indiquerons seulement que des confrontations ont été faites par Solal [31] entre ses résultats et la méthode de calcul préconisée par Sutton. L'accord est satisfaisant.

Nous avons donné l'essentiel de la théorie de la similitude lagrangienne. On peut en retenir que cette formulation permet de calculer de façon très simple la concentration maximale à partir de la seule connaissance trajectoire moyenne d'un ensemble de particules et la du profil de vitesse. Les résultats sont présentés sous la forme adimensionnelle préconisée par cette théorie figure 12 et figure 13. Pour la soufflerie utilisée la hauteur de rugosité a été évaluée fictivement à $z_0 = 10^{-5}$ m.

Les courbes en traits pleins sont des estimations faites par Gifford (1962) et Panofsky-Prasad (1965) à partir de diverses évaluations du profil de vitesse dans la couche limite atmosphérique. On peut noter la bonne concordance entre les valeurs pour l'atmosphère et les valeurs mesurées en soufflerie.

La méthode de calcul que nous avons développée a pour point de départ une idée émise par Kovasznay et Nee [15] selon laquelle le coefficient de diffusion turbulente peut du point de vue de son évolution être assimilé à toute quantité turbulente qui est convectée, diffusée, produite et dissipée. Si l'on tient compte du fait que le coefficient ε s'apparente à celui des corrélations $u\omega$ en un point, il est vraissemblable qu'il puisse vérifier un tel schéma. Un des avantages de cette formulation est sans doute d'éviter une évaluation toujours contestable du terme diffusion car dans le modèle initial proposé ε contrôlait, à la convection près, l'ensemble du processus qui assure la transmission de l'information à travers la couche. Il est intéressant de constater que dans cette perspective on retrouvait le caractère non linéaire du problème là même où nous l'avions localisé. En bref l'équation proposée prenait la forme

$$\underbrace{\overline{U}_1 \frac{\partial \nu_e}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \frac{\partial \nu_e}{\partial x_3}}_{\text{Convection par le mouvement moyen}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_3}\left\{ \nu_s \frac{\partial \nu_e}{\partial x_3} \right\}}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{A(\nu_e - \nu)\frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_3}}_{\text{Production}} - \underbrace{\frac{B\,\nu_e(\nu_e - \nu)}{L_d^2}}_{\text{Dissisation}}$$

où $\nu_e = \varepsilon_e + \nu$

Le terme production de ν_e était non sans analogie avec le terme $\overline{u_i u_j}\dfrac{\partial U_i}{\partial x_j}$ associé à ε_e et à un gradient de vitesse; un coefficiente multiplicatif A devant permettre un ajustement aux données expérimentales.

Quant au terme dissipatif s'inspirant des lois de décroissance de la turbulence isotrope et remarquant qu'en l'absence de tout autre mécanisme (production, conduction, diffusion) on aurait aussi

$$\frac{\partial \nu_e}{\partial t} = -\text{ dissipation } \psi c$$

où ψc est introduit sous la forme

$$\psi c = \frac{B}{L_d^2}(\nu_e - \nu)\,\nu_e$$

où apparaît une nouvelle constante B également à ajuster. Quant à la longueur L_d en principe liée aux échelles dissipatives, elle sera supposée varier comme x_3 près de la paroi et comparable à δc dans la région turbulente extérieure. Bien entendu cette approche sous entend une proportionnalité entre échelles macroscopiques et microscopiques.

La méthode révéla bien vite certaines faiblesses en particulier lorsque d'importants gradients de pression entraient en jeu, les profils de vitesse ne vérifiaient pas les données expérimentales et la croissance de la couche limite était trop lente. La possibilité de prendre en charge l'ensemble de la diffusion au sens large (entendons par là l'ensemble du mécanisme assurant la transmission des informations à travers la couche, la convection par le mouvement moyen exceptée) parut alors suspecte. Il existe dans une couche limite de vastes mouvements qui sembleraient devoir être traités à part. Le cheminement des informations par le biais de ces structures à grande échelle relèverait alors davantage d'un mécanisme convectif que d'un processus de contamination plus ou moins contrôlé par des paramètres locaux. L'adjonction d'un terme

$$A\varepsilon\left(\frac{x_3}{\delta c}\right)^2\left(\frac{\nu_e\,\text{max.}}{U_1^\infty\,\delta c}\right)U_1^\infty\,\frac{\partial \nu_e}{\partial x_3}$$

fut donc envisagé. Ce terme fait nécessairement intervenir le gradient de ν_e, son efficacité restant bien entendu liée à l'inhomogénéité transversale du champ

* Méthodes de résolution des équations aux dérivées partielles de la couche limite. C. R. Acad. Sc., t. 274, mai 1972:

turbulent $\partial\nu_e/\partial x_3$. L'intensité de ce terme à caractère plus ou moins convectif est ajusté à la vitesse de référence U_1^{∞} tandis qu'une double pondération est opérée. La nécessité de voir s'effacer avec ν_c tout processus turbulent appelle son introduction comme facteur multiplicatif par exemple sous la forme adimensionnelle $\nu_c \max./U_1^{\infty}\delta c$. La seconde pondération fait intervenir la distance $x_3/\delta c$ à la paroi. Ainsi complétée l'équation se met sous la forme:

$$U\frac{\partial\nu_e}{\partial x} + W\frac{\partial\nu_e}{\partial z} + A\varepsilon\left(\frac{z}{\delta c}\right)^2\left(\frac{\nu_e\ \max.}{U^{\infty}\ \delta c}\right)U\frac{\partial\nu_e}{\partial z}$$

$$= \frac{\partial}{\partial z}\left\{\nu_e\frac{\partial\nu_e}{\partial z}\right\} + A\ (\nu_e - \nu)\ \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{B\ (\nu_e - \nu)}{L^2_d}\ \nu_e$$

Le choix des constantes et de la fonction L_d a été opéré comme suit: (Fig. 14)

$$A\varepsilon = 8{,}2.10^2;\ A = 0{,}133;\ B = 0{,}8;\ L_d \equiv z$$

La contribution comparée des deux termes assurant dans une section la transmission de l'information par voie turbulente est donnée sur la figure 15. On peut s'étonner de voir croître avec $z/\delta c$ un terme qui d'une certaine façon relève de la fluctuation $\overline{\omega^2}$ de la vitesse; or l'on sait que cette quantité décroît lorsque l'on s'éloigne de la paroi. Cependant si l'on tient compte des fonctions spectrales relatives à chaque point et ne s'intéresse qu'à la fraction d'énergie correspondant aux structures turbulentes dont les nombres d'onde restent compris entre 0 et $2\pi/\delta c$ on s'aperçoit qu'il s'agit bien là d'une fraction croissant de $z/\delta c$ ce qui sans justifier l'évolution du terme la rend vraissemblable (Fig. 16).

En l'absence de stratification, la répartition de εc trouvée par cette méthode était en trés bon accord avec les mesures de Solal (Fig. 17).

Pour tenir compte de l'effet destabilisant du chauffage pariétal nous avons dans un premier temps admis que dans l'équation précédente seul le terme production était affecté. Un coefficient multiplicatif «k» fut introduir en relation soit avec le nombre de Richardson soit avec la longueur de Monin. Dans l'un des cas traités ($L = -0{,}4$ m) nous avons pris $k = 1{,}5$ dans l'équation ainsi modifiée:

$$U\frac{\partial\nu_e}{\partial x} + W\frac{\partial\nu_e}{\partial z} + A\varepsilon\left(\frac{z}{\delta c}\right)^2\left(\frac{\nu_e\ \max.}{U^{\infty}\ \delta c}\right)U\frac{\partial\nu_e}{\partial z}$$

$$= \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_e\frac{\partial\nu_e}{\partial z}\right) + Ak\ (\nu e - \nu)\ \frac{\partial U}{\partial z} - B\ \frac{(\nu e - \nu)}{L^2_d}\ \nu_e$$

Compte tenu de ces aménagements un très bon accord existe entre la répartition calculée et mesurée de «ε». Ici du reste dans cette première approche nous n'avons pas tenu compte des écarts existant entre coefficient de diffusion de quantité de mouvement et coefficient de diffusion de masse lesquels peuvent dans les cas choisis différer de 10% en régime neutre et de 20% en regime faiblement instable.

La méthode de résolution du système

$$\begin{cases} \dfrac{\partial U}{\partial x} + \dfrac{\partial W}{\partial z} = 0 \\[2ex] U\dfrac{\partial U}{\partial x} + W\dfrac{\partial W}{\partial z} = \dfrac{\partial}{\partial z}\left\{\nu_e\dfrac{\partial U}{\partial z}\right\} - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial x} \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} U\dfrac{\partial\nu_e}{\partial z} + W\dfrac{\partial\nu_e}{\partial z} + D\left(\dfrac{z}{\delta c}\ ,\ x\right)\dfrac{\partial\nu_e}{\partial z} = \\[2ex] \dfrac{\partial}{\partial z}\left(\nu_e\dfrac{\partial\nu_e}{\partial z}\right) + A\ k\ (\nu_e - \nu)\dfrac{\partial U}{\partial z} - B\dfrac{(\nu_e - \nu)}{L^2_d}\ \nu_e \end{cases}$$

s'inspire beaucoup de celle présentée par Spalding et ses élèves [32]. L'introduction d'un maillage transversale en relation avec la fonction de courant assure sa constante adaptation à la dimension de la couche. La variable

$$\omega = \frac{\psi - \psi_I}{\psi_E - \psi_I}$$

se présente comme une fonction de courant adimensionnelle où ψ_E et ψ_I figurent les valeurs limites externes et internes* Avec comme nouvelles variables indépendantes x et ω le système précédent prend la forme:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\omega\, m_E}{\psi_E - \psi_I}\frac{\partial U}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega}\left\{\frac{\rho^2 U\nu_e}{(\psi_E - \psi_I)^2}\frac{\partial U}{\partial \omega}\right\} - \frac{1}{\rho U}\frac{dP}{dx}$$

où m_E désigne le taux de transfert de masse à travers la frontière externe de la couche.

$$\frac{\partial\nu_e}{\partial x} + \frac{\omega\, m_E}{\psi_E - \psi_I}\frac{\partial\nu_e}{\partial \omega} + \frac{D\left(\dfrac{z}{\delta}\ ,\ x\right)}{\psi_E - \psi_I}\ \rho\ \frac{\partial\nu_e}{\partial \omega} =$$

$$\frac{\partial}{\partial \omega}\left\{\frac{\rho^2 U\nu_e}{(\psi_E - \psi_I)^2}\frac{\partial\nu_e}{\partial \omega}\right\} + A\ k\ (\nu_e - \nu)\frac{\rho}{\psi_E - \psi_I}\frac{\partial U}{\partial \omega} -$$

$$- \frac{B\ (\nu_e - \nu)\ \nu_e}{L^2_d U}$$

Il est alors intéressant de remarquer que les deux équations précédentes prennent la forme commune

* Dans le cas présent ψ_I sera nul.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + (\alpha_{\Phi} (\omega q + \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(C \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + d_{\Phi}$$

où Φ représente soit U soit ν_e, $\alpha\Phi$ est un terme qui varie suivant que l'équation se rapporte à U où ν_e: il en est de même de $\alpha\Phi$ considéré comme terme «source». Il représente dans l'équation de quantité de mouvement l'action des forces de pression dont l'évolution suivant Ox est fixée par l'écoulement sain; dans l'équation de comportement de ν_e il traduit l'équilibre turbulent production dissipation. De toute évidence les premiers termes prennent en charge la convection longitudinale et transversale ainsi que les transports turbulents à grande échelle, le troisième tient compte du processus de diffusion transversale.

Cette similitude de forme donnée aux équations du mouvement est très intéressante sur le plan du traitemente numérique. Bien entendu, une étude particulière de la région pariétale doit être fait le modèle ne devenant convenable que lorsque $z/\delta c$ est supérieur à 0,05. Les fonctions algébriques qui sont employées par Spalding et Patankar (1967) et qui sont fondées sur une modification de l'hypothèse de Van Driest ont été reprises. Les détails du calcul sont donnés par Jeandel* et seront publiés ultérieurement avec l'ensemble des résultats acquis par Jeandel et Mathieu.

CONCLUSION

Le parti le plus intéressant que l'on puisse tirer de cet ensemble de réflexions et de résultats est, nous semble-t-il, de les comparer avec ceux obtenus dans l'atmosphère. Outre le problème des temps d'intégration choisis qui diffèrent énormément d'un cas à l'autre, même si l'on fait jouer la notion d'échelle (3 mn p. r. à 1 heure) une correspondance entre les paramètres employés doit encore intervenir.

La turbulence atmosphérique n'est pas dans les mesures pratiques définies avec un fil chaud. L'instrument utilisé est assez souvent une girouette à faible temps de réponse qui enregistre simultanément les fluctuations des deux angles σ_θ et σ_φ repèrant la direction horizontale et verticale du vent. Les grandeurs mesurées sont alors les écarts types correspondant σ_θ et σ_φ. De plus σ_θ joue souvent le rôle d'indicateur grossier de la stabilité aérothermique de l'écoulement. Une estimation de la valeur de σ_θ correspondant, en moyenne, à l'écoulement reproduit en soufflerie a été publiée à l'aide d'un tableau par Cramer, De Santo, Dumbauld (1964). Ce tableau relie la valeur de σ_θ, à celle des exposants «h» et «v» des lois d'évolution en fonction de x, des échelles transversale σ_θ et verticale σ_θ

σ_θ	k	ν
4	0,56	0,86
5	0,64	0,88
6	0,71	0,91

L'accord entre les résultats expérimentaux trouvés et les valeurs σ_θ et σ_θ déduites de mesures effectuées dans l'atmosphère est très encourageant. (Fig. 18).

A l'issue de ce premier bilan puels sont les avantagens comparés des mesures en soufflerie et des mesures «in situ». Nous n'avons manqué de signaler les difficultés d'une transposition provenant entre autre du fait que les échelles de temps réalisées en soufflerie demeuraient très faibles. La couche à tension constante s'avèrait exiguë pour une soufflerie de la dimension de celle utilisée. Enfin et surtout les instabilités réalisées pouvaient être considérées comme peu significatives bien que nous ayons déjà pu constater leur influence considérable sur le coefficient de diffusion turbulente ε. Il est certain que toutes ces objections sont fondées, cependant il n'est pas difficile à la lumière des tentatives précédentes de percevoir les voies susceptibles de conduire à de notables améliorations. Sans modifier la géométrie du tunnel il est facile, par soufflage, de doubler l'épaisseur de la couche; en jouant à la fois sur cet artifice et sur la longueur du plancher on peut espérer multiplier par quatre cette dimension. Toute réduction de la vitesse est intéressante si l'on cherche à accroître l'instabilité de l'écoulement. On est bien sûr limité dans cette voie par les difficultés métrologiques diverses qui sont d'importance surtout si l'on veut connaître la structure fine de l'écoulement par exemple à travers les corrélations vitesses température. Une surchauffe de la paroi, bien qu'envisageable, reste au moins dans notre cas limitée, elle demeure de toute façon bien moins efficace qu'une action sur la vitesse qui si l'on néglige l'effet du nombre de Reynolds intervient à la puissance trois dans la définition de L. En conjuguant les deux moyens il doit être possible de réduire d'un facteur 4 la valeur de L. En conclusion, les commodités relatives d'une expérimentation qui atteind déjà avec précision les flux et les concentrations et qui nous permettra très prochainement de connaître certains aspects de la structure turbulente de l'écoulement ne doivent pas être perdu de vue. Quand bien même ce type de recherche ne saurait se substituer aux mesures effectuées dans l'atmosphère il semble bien qu'il soit le plus apte à déceler des tendances et à contrôler des modèles.

* Méthode de calcul de la couche limite turbulente. Thèse Lyon 1972.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Bradshaw P., Ferriss D. H., Atwell N. P., (1967) «Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation» J. Fluid Mech. Vol 28 part 3 pp. 593-616.

[2] Cermak J. E., (1963) «Lagrangian similarity hypothesis applied to diffusion in turbulent shear flow» J. Fluid Mech. Vol 15 part 1.

[3] Champagne F. H., Corrsin S., Harris V. G., (1970) «Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow» J. Fluid Mech. Vol 41 part 1.

[4] Comte-Bellot G., Corrsin S., (1966) «The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence» J. Fluid Mech. Vol 25 pp. 657-682.

[5] Corrsin S., (1963) «Turbulence: experimental methods» Handbuch des Physik. Encyclopedia of Physics. S. Flugge Vol. VIII/2.

[6] Courseau P., Loiseau M., (1972) Rapport interne, E. C. L..

[7] Craya A., (1958) «Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes» P. S. T. n.° 345.

[8] Deacon E. L., (1949) «Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphère» Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 75, 89.

[9] Ellison T. H., (1959) «Turbulent diffusion» Scientific Progress, Vol 47, pp. 495-506.

[10] Ellison T. H., (1962) «Laboratory measurements of turbulent diffusion in stratified fluid» J. Geophysics Research n.° 67.

[11] Frenkiel F. N., Sheppard P. A., (1959) «Atmospheric diffusion» Advances in Geophysics, Vol 6, Academic Press.

[12] Gifford F. A., (1962) «Diffusion in a diabatic surface layer» J. of Geophysical Research n.° 67 pp. 3207-3212.

[13] Hanjalic K., Launder B. E., (1972) «A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows» J. Fluid Mech., Vol 52 part 4 pp. 609-638.

[14] Hay J. S., Pasquill F., (1959) «Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence» Advances in Geophysics, 6, 345, Academic Press.

[15] Kovasznay L. S., Nee V. W., (1969) «A simple theory of the turbulent shear flows» The Phys. Fluid, Vol 13, 473.

[16] Kuo A., Corrsin S., (1971) «Experiments on internal intermittency and fine-structure distribution functions infully turbulent fluid» J. Fluid Mech. Vol 50 part 2.

[17] Lumley J. L., (1967) «Rational approach to relations between motions of differing scales in turbulent flows» The Physics of Fluids Vol 10 n. 7.

[18] Lumley J. L., Panofsky H. A., (1964) «The structure of atmospheric turbulence» Interscience Publishers, N. Y.

[19] Mac Vehil G. E., Ludwig G. R., Sundaram T. R., (1967) «On the feasibility of modeling small scale atmospheric motions» Cornell Aeronautical Lab. Rep. ZB 23-28. P. 1.

[20] Mathieu J., (1961) «Contrbution à l'étude aérothermique d'une paroi» P. S. T. n. 374.

[21] Mathieu J., (1971) «Remarks on turbulent flows with free streams boundaries» Von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Lectures series 36, Rhode St-Genèse, Belgique.

[22] Méry P., (1969) «Reproduction en similitude de la diffusion dans la couche limite atmosphérique» La Houille Blanche 4, 1969, 327.

[23] Monin A. S., (1959) «Smoke propagation in the surface layer of the atmosphere» Advances in Geophysics, 6, 331, Academic Press.

[24] Monin A. S., Yaglom A. M., (1971) «Statistical fluid Mechanics» M. I. T. Press Cambridge, Mass.

[25] Panofsky H. A., Blakadar A. K., Mac Vehil G. E., (1960) «The diabatic wind profile» Quart. J. of Roy. Meteor. Soc., 86, 369, 390-398.

[26] Panofsky H. A., Prasad B., (1965) «Similarity theories and diffusion» Int. J. of Air and Water Pollution, Vol 9, pp. 419-430.

[27] Pasquill F., (1962) «Atmospheric diffusion» Von Nostrand, London.

[28] Ronat J., (1971) «Contribution à l'étude du transfert thermique en écoulement turbulent d'un gaz à propriétés physiques variables» Thèse, Paris.

[29] Snyder N. H., Lumley J. L., (1971) «Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow.» J. Fluid Mech. Vol 48 part 1, pp. 41-71.

[30] Schon J. P., Méry P., (1971) «A preliminary study of the simulation of neutral atmospheric boundary layer using air injection in a wind tunnel» Atm. Env. 5, 229, 1971.

[31] Solal J., (1972) «Etude expérimentale de la diffusion de masse dans une couche limite turbulente» Thèse, Lyon.

[32] Spalding D. B., Patankar S. V., (1967) «Heat and mass transfer in boundary layers» Morgan Grampian London.

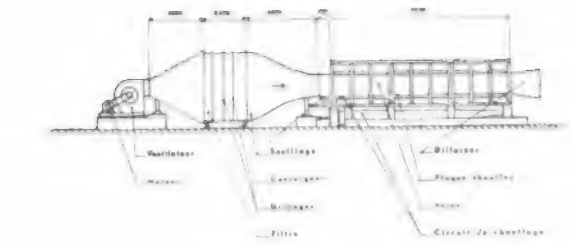
[33] Sunyach M., Mathieu J., (1969) «Zone de mélange d'un jet plan, fluctuations induites dans le cône à potentiel — intermittence» Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 12.

[34] Taylor G. I., (1921) «Diffusion by continuous movements» Proc. London Math. Soc., Sér. 2, 20, 196.

[35] Taylor G. I., (1931) «Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluid» Proc. Roy. Soc. A 132, n. 820, pp. 499-523.

[36] Tennekes H., Lumley J. L., (1972) «A first course in turbulence» the M. I. T. Press.

[37] Van Dyke M., (1964) «Perturbation methods in fluid mechanics» Academic Press.



Vue d'ensemble de la soufflerie

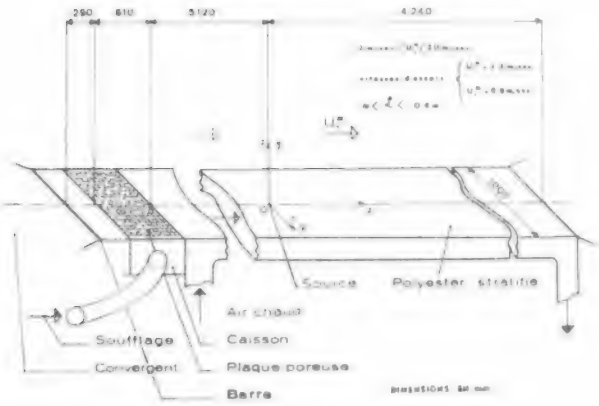


FIG. 1

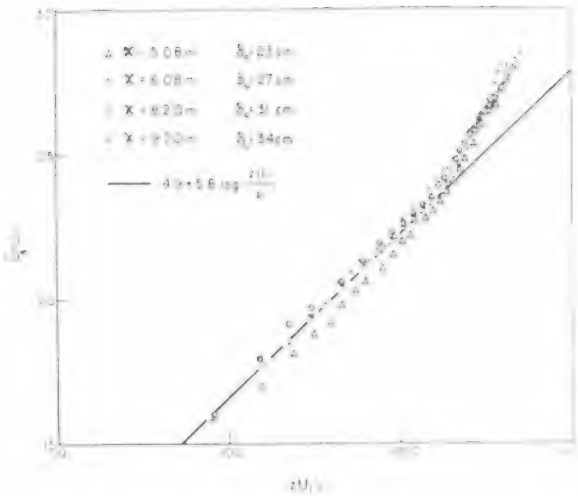


FIG. 3 — Distribution des vitesses moyennes sous forme logarithmique

Spectres de fluctuations de vitesse

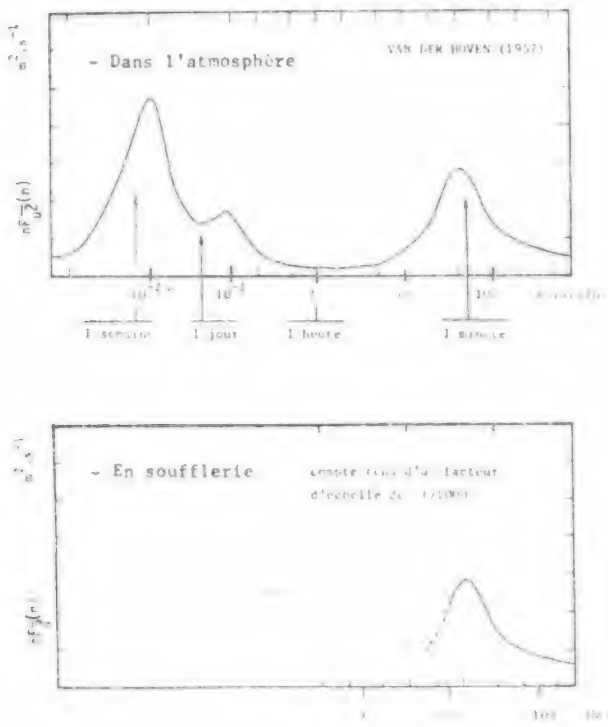
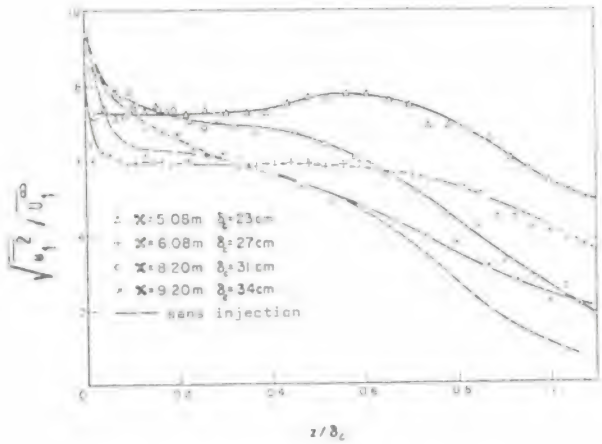


FIG. 2



Profils longitudinaux d'intensité de turbulence

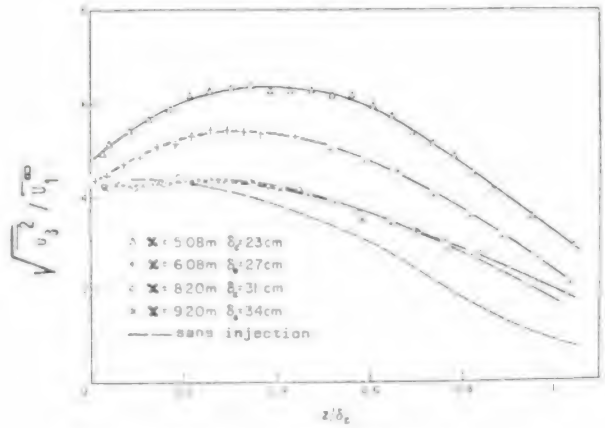
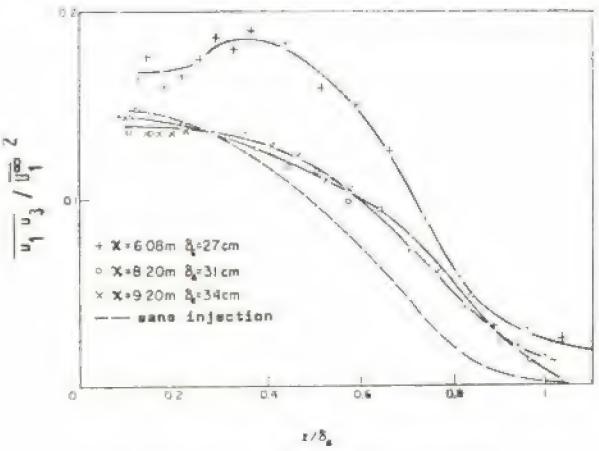
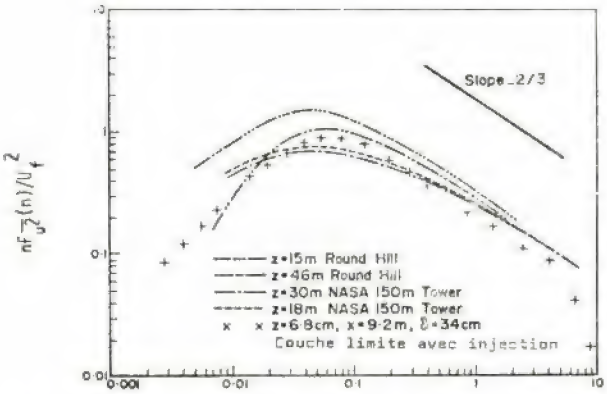


FIG. 4 — Profils verticaux d'intensités de turbulence



GIF. 5 — Profils des contraintes de Reynolds



Comparaison des spectres de fluctuation longitudinaux dans la couche limite atmosphérique et dans la couche limite turbulente avec injection

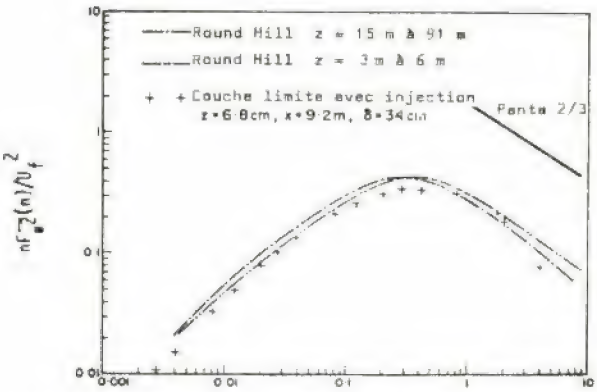


FIG. 6 — Comparaison des spectres de fluctuation verticaux dans la couche limite atmosphérique et dans la couche limite turbulente avec injection

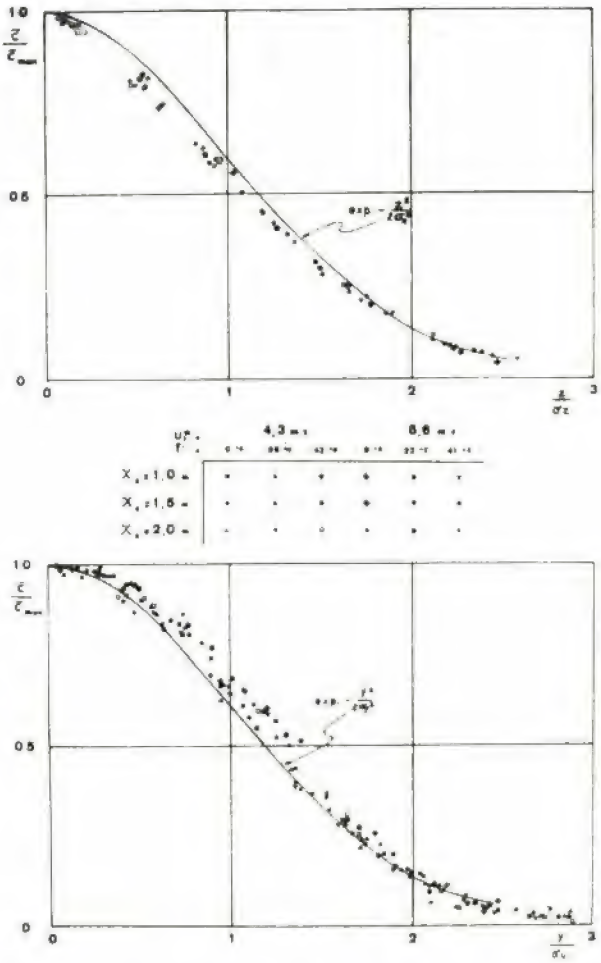


FIG. 7 — Coubes adimensionnelles de distribution de concentration verticale et transversale

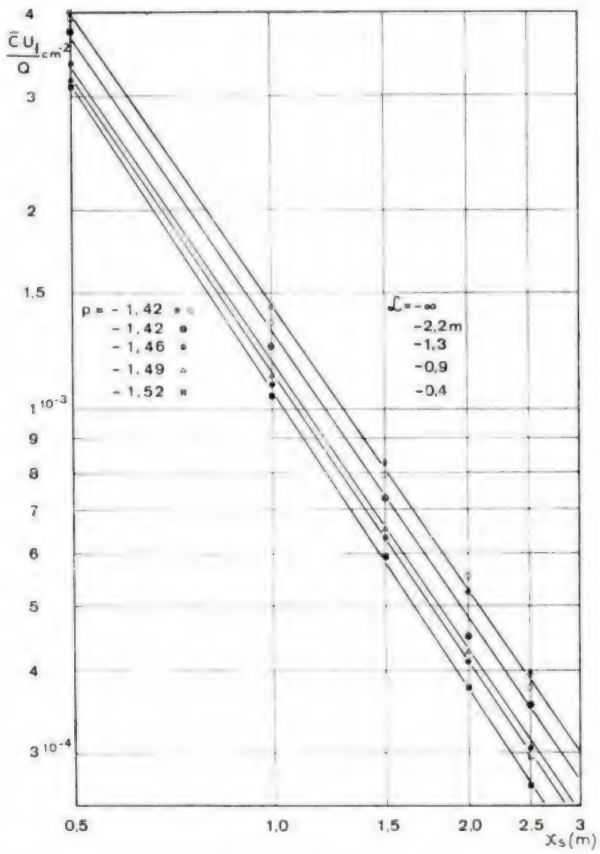


FIG. 8 — Concentration maximale (normalisée) en fonction de la distance

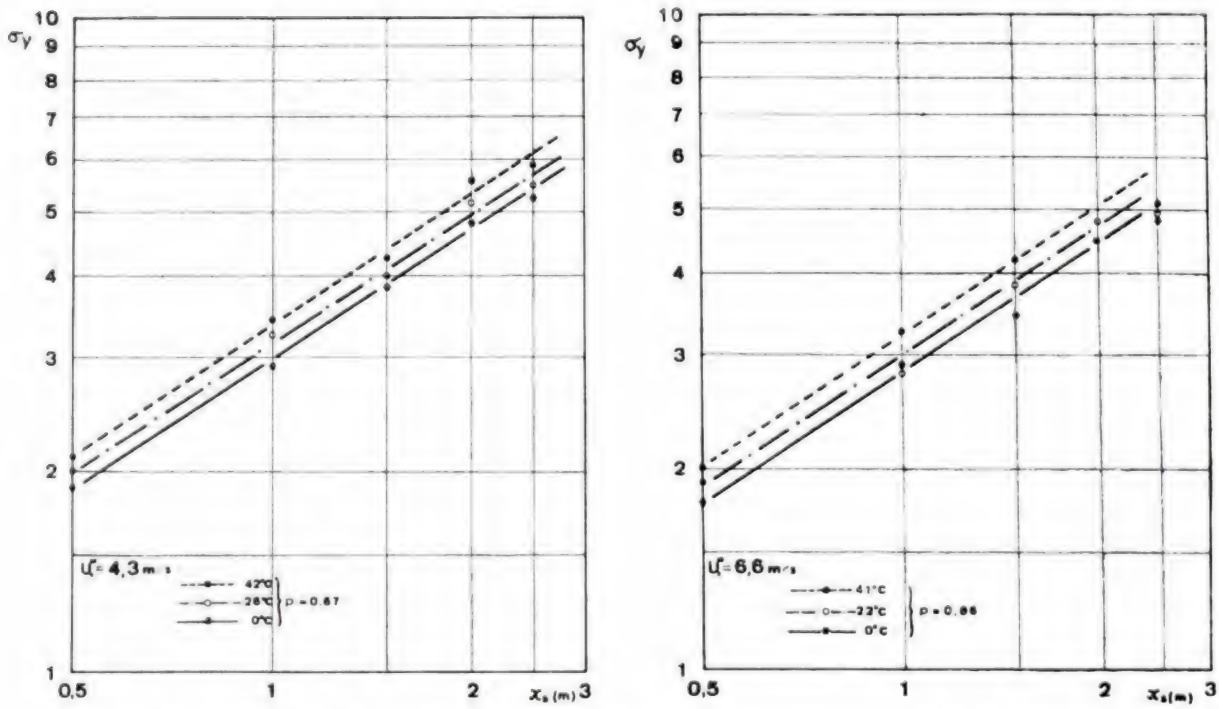


FIG. 9 — Variation des échelles caractéristiques du panache pour différentes valeurs de la température de la plaque

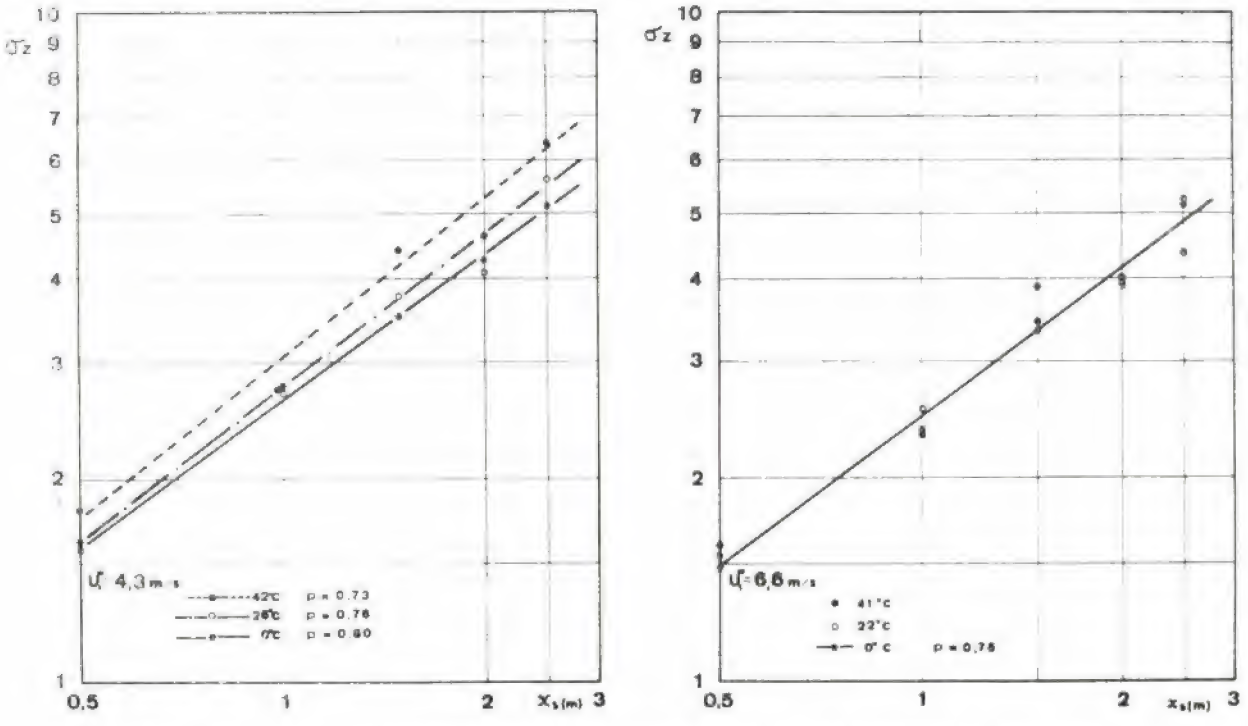


FIG. 10 — Variation des échelles caractéristiques du panache pour différentes valeurs de la température de la plaque

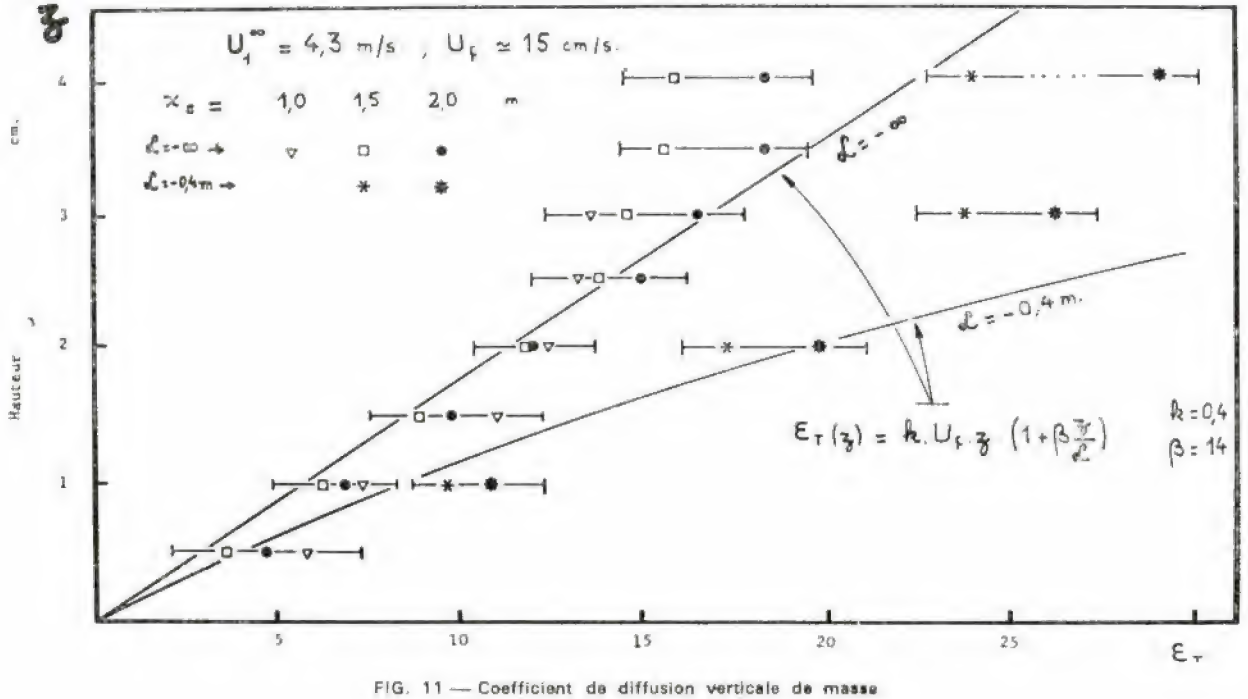


FIG. 11 — Coefficient de diffusion verticale de masse

MESURE DU COEFFICIENT DE DIFFUSION $\varepsilon_T(z)$

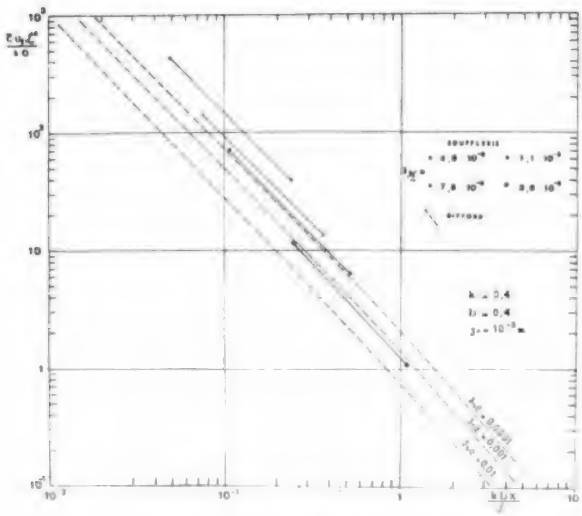


FIG. 12

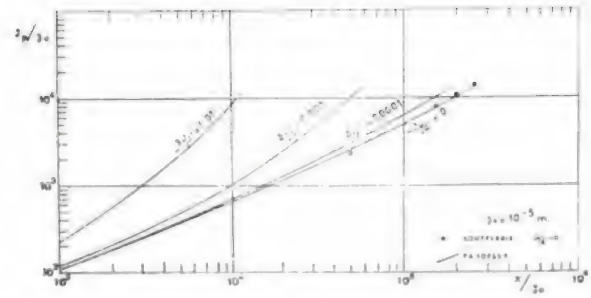


FIG. 13 — Comparaison avec la theorie de la similitude Lagrangienne

$$U_1^{\infty} \sim X_1^{m} \qquad m = -0{,}15$$

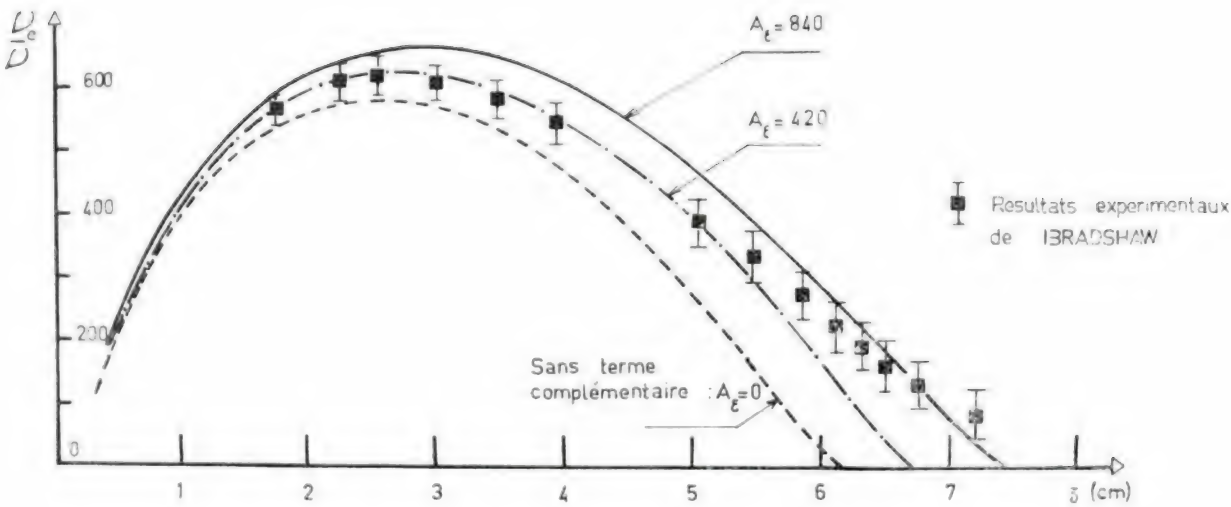


FIG. 14

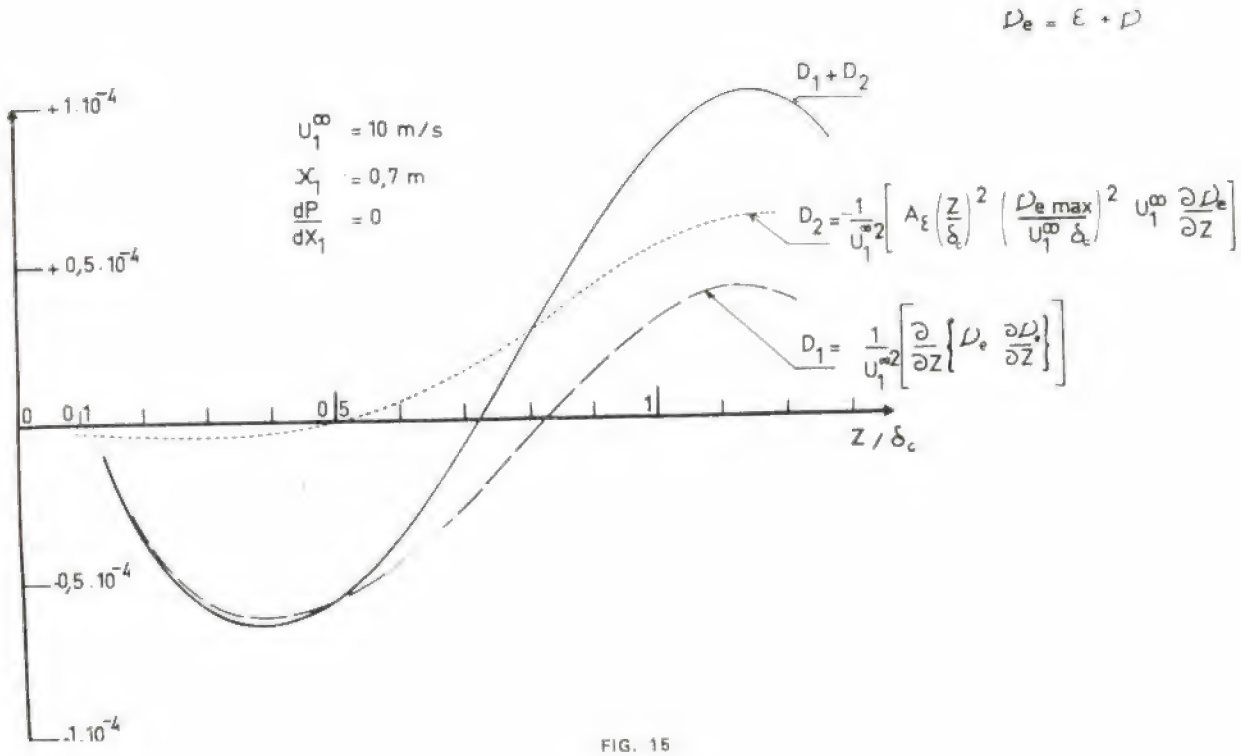


FIG. 15

$\delta_c = 7,62$ cm

$U_1^\infty = 15,24$ m/s

ζ/δ_c	$\overline{w^2} = \int_0^\infty f_w(k_1)\,dk_1$	$A = \int_0^{2\pi/\delta} f_w(k_1)\,dk_1$	$\frac{A}{\overline{w^2}}$
0,05	3260 $(cm/s)^2$	630 $(cm/s)^2$	0,19
0,58	1900 $(cm/s)^2$	825 $(cm/s)^2$	0,43

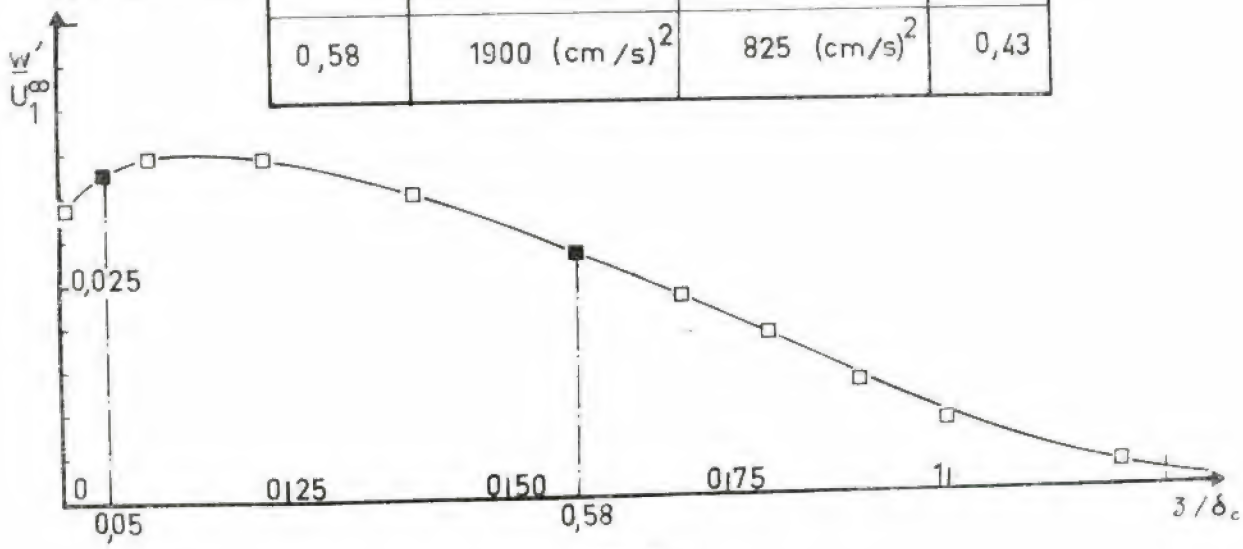


FIG. 16

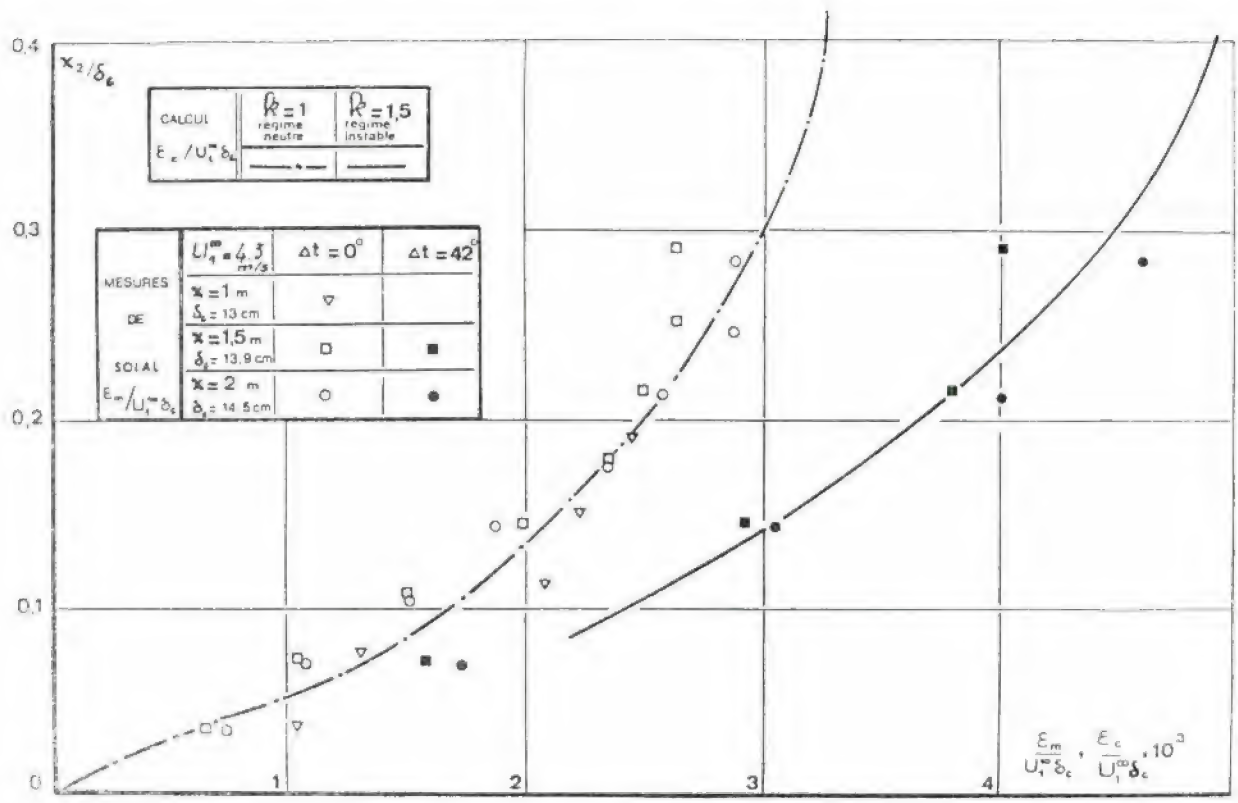


FIG. 17 — Coefficients de diffusivité calculés ($\varepsilon_c/U_1^\infty\delta_c$) et mesurés ($\varepsilon_c/U_1^\infty\delta_c$) en régime neutre ($L \rightarrow \infty$) et instable ($L = -0.4$ m)

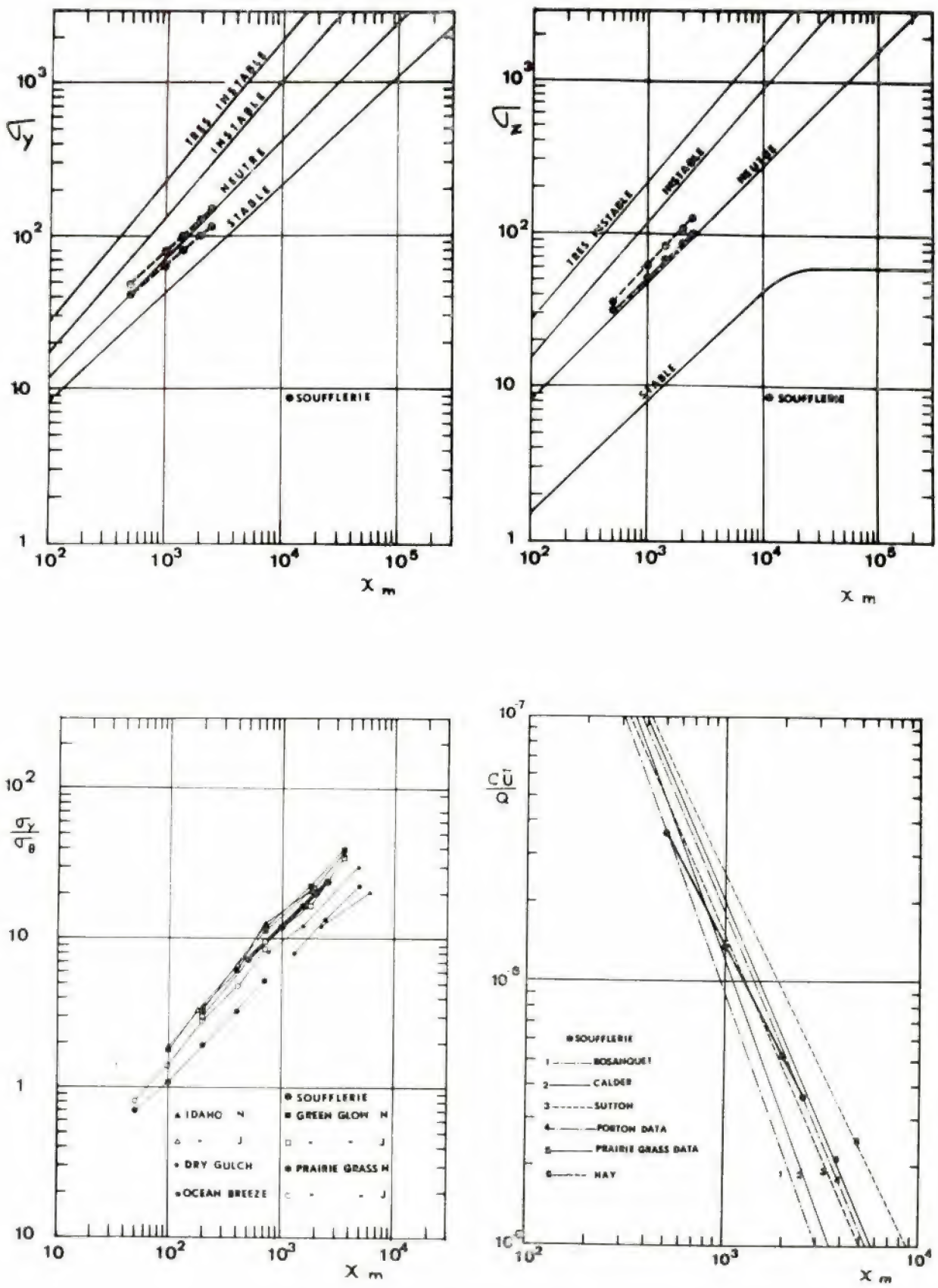


FIG. 18 — Comparaison des études faites dans l'atmosphère

Feiras, Conferências, Exposições e Congressos

OBJECTIVOS E PROGRAMA	LOCAL, DATA, ORGANIZAÇÃO E INFORMAÇÕES
EUROFOUR - 75 Salão Internacional de Fornos e Equipamentos Técnicos Industriais	Paris - Puteaux 12 a 17 Maio - 75
5.° Salão Internacional de Tratamentos Superfíciais e de Acabamento Intustrial	Paris - Puteaux 12 a 17 Maio -75
V Exposição Internacional de Fundição	Belgrado 12 a 18 Maio - 75
Colloque sur l'emplor de raymnents de haute intensite por le traitements des déchets	Munich 17 a 21 Maio - 75 Rep. Féd. d'Allemagne
Congresso Internaional sobre Srtuctural Questions of Underground Railwais Secretariado: Kospek distudamanyi Egyesület, 1655, Budapest Kossutk Lajos ter 6-8 Hungary	Hungray Scientific soc for transports 12 a 25 Maio Bulatou füred

DESPOEIRAGEM

FILTROS TECIDOS EM PEÇAS, PANOS, SACOS, MANGAS

DE QUALQUER FIBRA NATURAL OU SINTÉTICA

FANAFEL

FÁBRICA NACIONAL DE FELTROS INDUSTRIAIS
SOCIEDADE LIMITADA

APART.: 9
TELEF.: 52091 PBX
TELEG.: FELTROS

OVAR
PORTUGAL

ESCRITÓRIO E FÁBRICA
ESTRADA DE S. JOÃO

Empresa Ultramarina de Sondagens e Fundações, L.da

(SONDADORA)

SONDAGENS geológicas e geotécnicas — CAPTAÇÕES de águas subterrâneas — REBAIXAMENTOS do nível freático — CONSOLIDAÇÕES E ESTABILIZAÇÃO do solo — INJECÇÕES DE CIMENTO e outros produtos — INFRAESTRUTURAS de barragens, túneis e pontes — FUNDAÇÕES de todos os tipos

Única Empresa da especialidade com sede no Ultramar Português

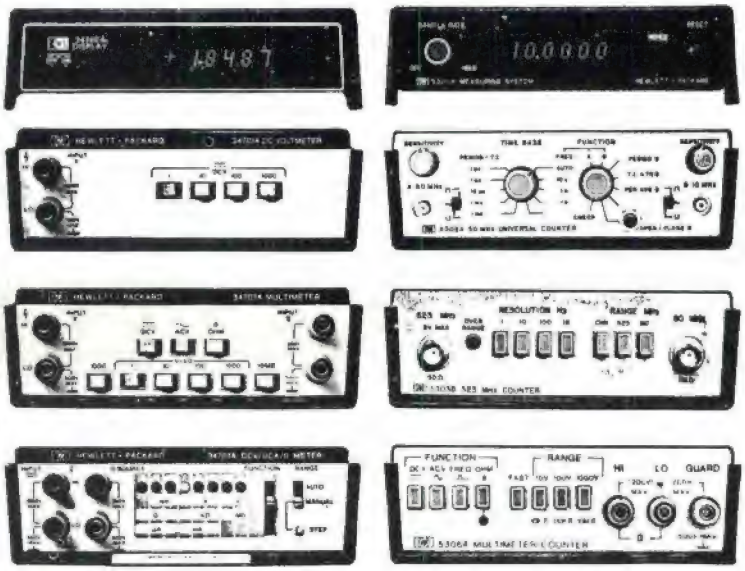
DELEGAÇÃO - LISBOA
Tr. do Guarda Mór, 13-r/c
Tel. 32 46 93 e 21 32 56

SEDE - LUANDA
R. Francisco Newton, 389/393
C.P. 2178 - Tel. 81 89 7

MOÇAMBIQUE
L. Marques - C.P. 982 - Tel. 74 11 21
Beira - C.P. 1002 - Tel. 71 49 7

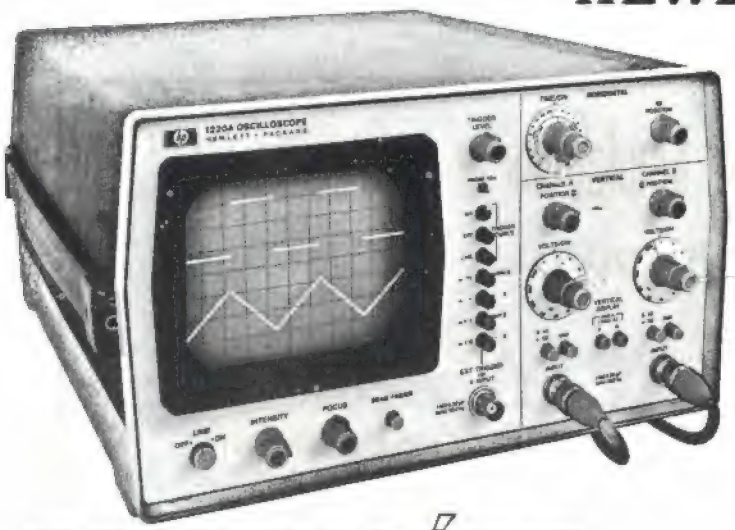
DIGITAIS

MULTÍMETROS · CONTADORES



3470 5300

HEWLETT hp PACKARD



T18

LABORATÓRIO DIGITAL

Mod. 5035T

OSCILOSCÓPIO 1220

EMPRESA TECNICA DE EQUIPAMENTOS ELÉCTRICOS, S.A.R.L.

R. Rodrigo da Fonseca, 103 - LISBOA
Telefones 68 60 72-3-4-5 - Telex 1598
R. José Falcão, 15-4º Dto. PORTO - Tel. 2 62 09-3 33 50

C. D. U . 551.577:551.594.7

Analysis of rain rate distributions in Portugal and its application to the microwave propagation above 10 ghz.

JOSÉ A. SARAIVA MENDES **
Eng. Electrotécnico (IST)
CARLOS MONTEIRO *
Eng. Electrotécnico (IST)

RESUMO

Este trabalho representa mais uma tentativa para se obter o conhecimento dos regimes de precipitação instantânea em Portugal, com vista ao cálculo de ligações em frequências superiores a 10 GHz.

A análise estatística apresentada foi conduzida com base em registos de precipitação cedidos pelo serviço Meteorológico Nacional. Tais registos foram obtidos com pluviómetros do tipo de sifão com uma precisão que permite leituras em intervalos de tempo de 5 minutos.

SUMMARY

This work represents an attempt to estimate rain rate distributions at different points in Portugal. These distributions are of great importance in order to calculate the attenuation to be expected on paths working above 10 GHz. The analysis of the rainrate frequencies was based upon the registratinos available at the Portuguese Meteorological Office, obtained by means of syphon type rain gauges, which allow to measure the total amount of precipitation during 5 minutes intervals.

1 — INTRODUCTION

The growing applications of the microwave band above 10 GHz, has determined the need of propagation measurements under rain conditions.

Also Portugal develops a research program under the auspices of Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica which intends to study the various effects of the rainfall on the propagation at such frequencies.

These propagation measurements will be carried out at Ovar and Lisbon.

While installing both stations it is important to know:

(i) The attenuation to be expected.

(ii) The possibility of extrapolating the data obtained at these stations to other places.

This work is an attempt to answer to both questions. For this purpose we tried to find out some correlations of the type established by other authors, some of which have already been tested (1) a few months ago.

We shall divide this report in three main parts:

(i) Analysis of the registrations available at the Portuguese Meteorological Office, in order to obtain the 5 minutes cumulative rain rate distributions.

(ii) Correlation of the results mentioned here before, with various meteorological parameters.

(iii) Calculation of the attenuation distributions using the results presented by other authors.

2 — ANALYSIS OF THE RAIN RATE REGISTRATIONS

This analysis was carried out with a 5 minutes integration time, as mentioned above.

In order to reduce the registrations to be analised, we assumed that only the 5 minutes rain rates above 24 mm/hour were significant. This means a total amount of 2 mm during the 5 minutes interval.

These procedures where applied to the 13 meteorological stations of the Portuguese network where it was possible to obtain registrations with an accuracy compatible with the 5 minutes measurements.

Fig. 1 to 4 show the mean rain rate cumulative distributions for a period of ten years from 1961 to 1970.

Fig. 5 and 6 represent the correspondent distributions for two stations whose registrations only covered a period of 5 years.

* Academia Militar — Portugal

** Serviço de Telecomunicações Militares — Portugal

3 — CORRELATION OF THE RAIN RATE DISTRIBUTIONS WITH VARIOUS METEOROLOGICAL PARAMETERS

As mentioned above we choosed 13 stations of the Portuguese network where it was possible to obtain 5 minutes rain rates. However the Portuguese net work has about 200 stations, where various meteorological parameters are obtained.

Some of them can be correlated with rain rate frequencies as some authors have already done.

Among all the parameters available at each station we choosed:

— Annual amount of precipitation.

— Number of days with measurable precipitation.

— Number of days with a total amount of precipitation higher than 10 mm.

— Number of days with thunderstorms.

First of all we tried to establish the regression lines of average daily precipitation for days with measurable rain versus the number of 5 minutes intervals that rain rate exceeds the specified intensities.

Fig. 7 shows this result for the 13 stations. 5 minutes intervals are represented as a percentage of the year.

We conclude from fig. 7 that these parameters are not correlated. As a matter of fact, the selected parameters do not individualize the stations, as we find the same average daily precipitation for some sites with different regimen of precipitation. Then, we represented the number of days with thunderstorms versus the number of days with a total amount of precipitation higher than 10 mm.

Fig. 8 shows the correlation between the two mentioned parameters established for all the stations of the Portuguese network where they were available.

We can conclude that there is a higher dispersion, mainly for the stations of:

Porto (Pilar and S. Gens)

Coimbra

Braga

Vidago

Caramulo

Moncorvo

Viana do Alentejo

Finnaly we tried to correlate the cumulative distributions of 5 minutes rain rate directly with the number of days with thunderstorms and also with the number of days with a total amount of precipitation above 10 mm.

It was not possible to establish any correlation. However there are some important conclusions to be pointed out:

(i) The upper limit of the annual highest 5 minutes rain rate lies between 115 and 125 mm/h except for the Caramulo Station where it is 150 mm/h.

(ii) The lower limit of the annual highest 5 minutes rain rate lies between 40 and 65 mm/h. Once more the Caramulo Station is an exception and the lower limit is 90 mm/h.

(iii) *The* cumulative distributions of rain rate are very different from station to station and for the same station in different years.

4 — CALCULATION OF THE CUMULATIVE DISTRIBUTIONS OF THE ATTENUATION

As it is shown in (1) it seems that the distributions given by Boithias et al (2) allow us to calculate the cumulative distributions of equivalent rain rate along paths with different lengths. So, using the distributions proposed by Boithias et al combined with the Ryde's law and with the average distributions of rain rate measured at the mentioned 13 stations, we calculated the average cumulative distributions of the attenuation at 11 GHz for two paths located in the area of those stations.

Fig. 9 to 21 show the distributions that we obtained.

BIBLIOGRAPHY

[1] Analysis of the 11 GHz band propagation In Portugal, J. A. Saraiva Mendes.
Propagation effects on frequency sharing, AGARD, Romo 1973.

[2] Determination de l'affaiblissement dû a la pluie pour les fréquences supérieurs a 10 GHz, J. Battesti, L. Boithias, P. Misme Annales des Telecomunications, Nov-Dec 1971.

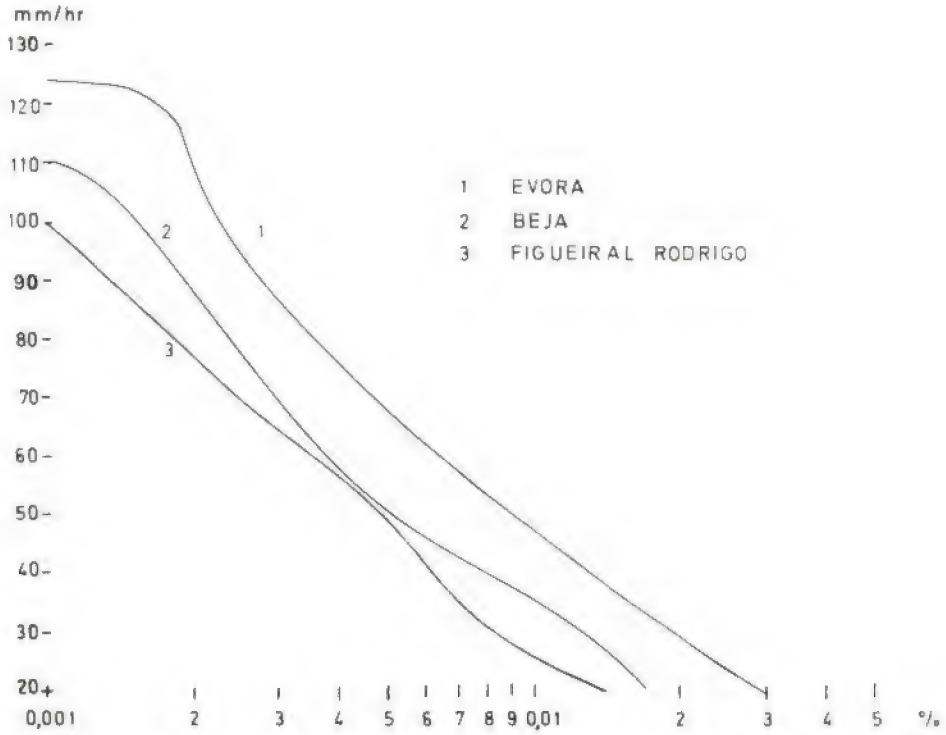

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%
1 EVORA
2 BEJA
3 FIGUEIRAL RODRIGO

FIG 1

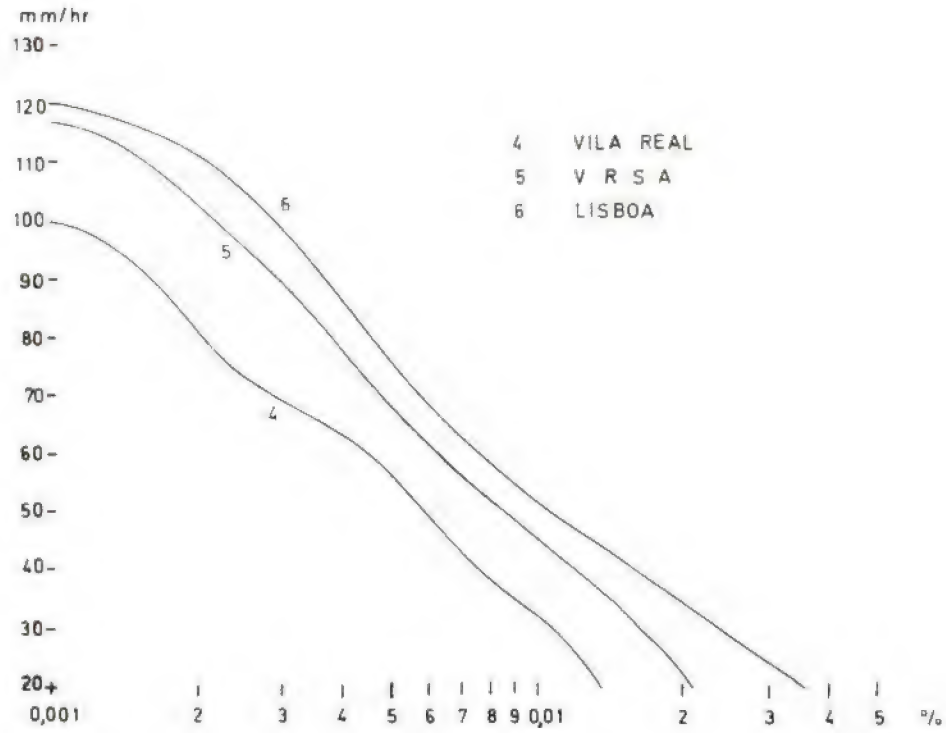

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%
4 VILA REAL
5 V R S A
6 LISBOA

FIG 2

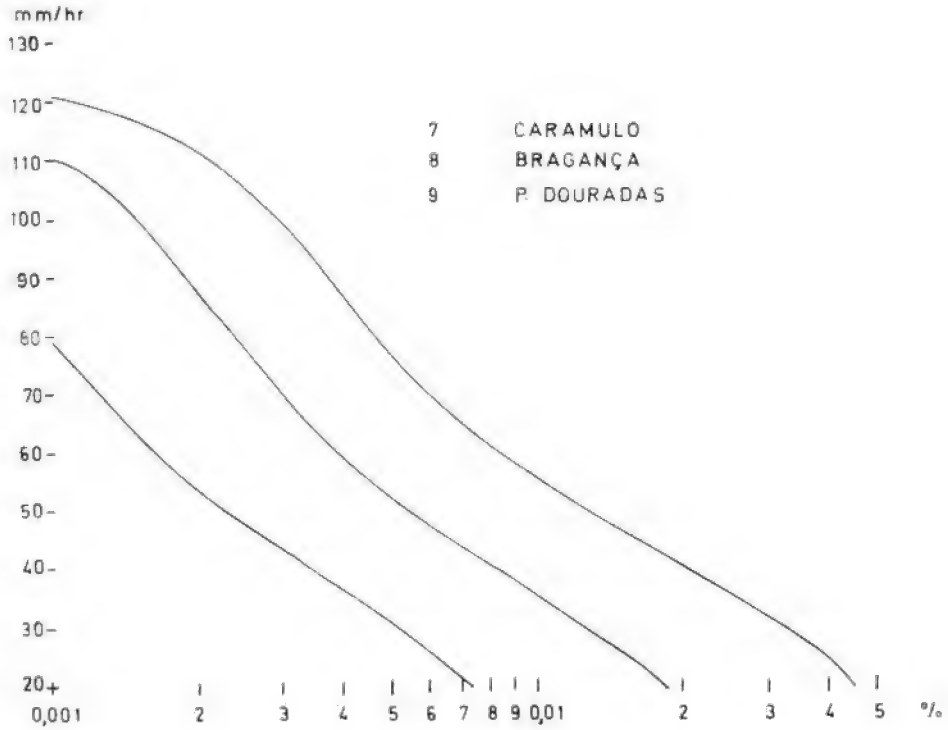

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
7 CARAMULO
8 BRAGANÇA
9 P. DOURADAS
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%

FIG 3

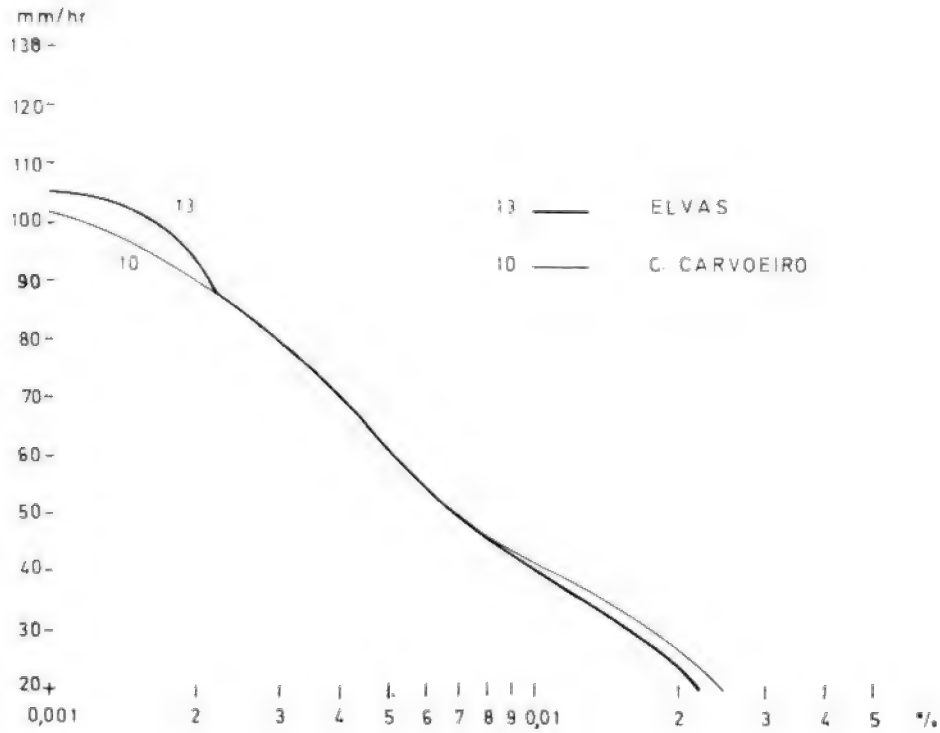

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
13
10
13 ELVAS
10 C. CARVOEIRO
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%

FIG 4

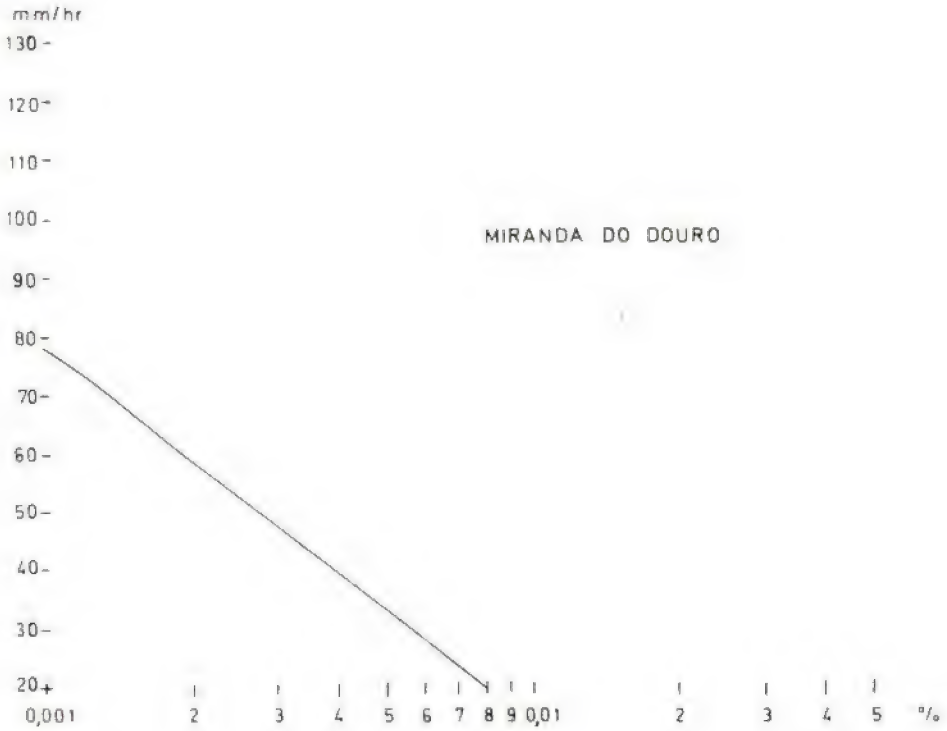

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
MIRANDA DO DOURO
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%

FIG 5

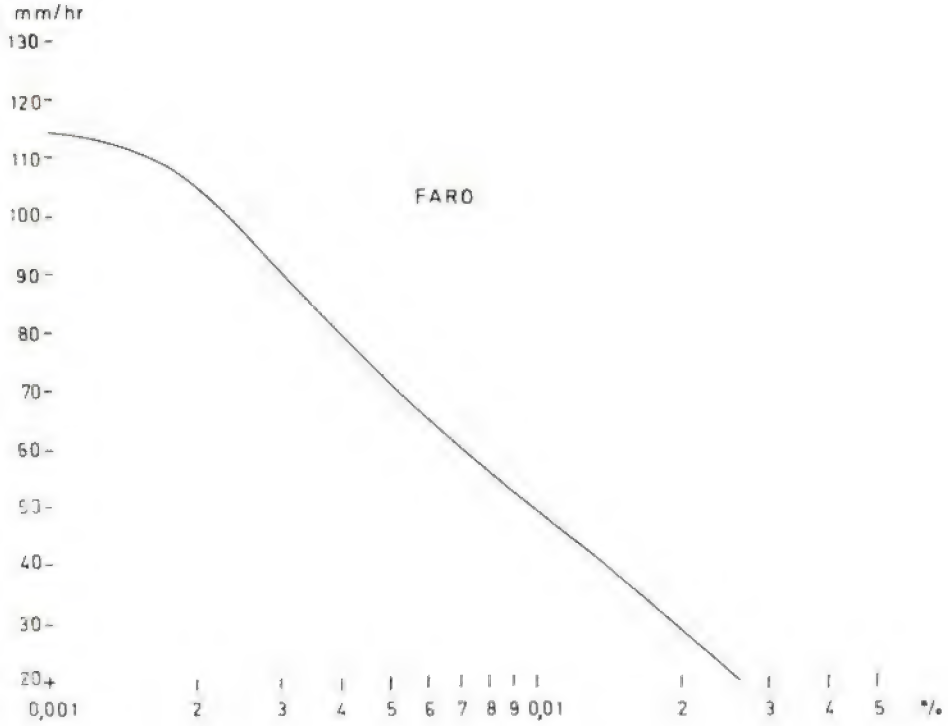

mm/hr
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
FARO
0,001
2
3
4
5
6
7
8
9
0,01
2
3
4
5
%

FIG 6

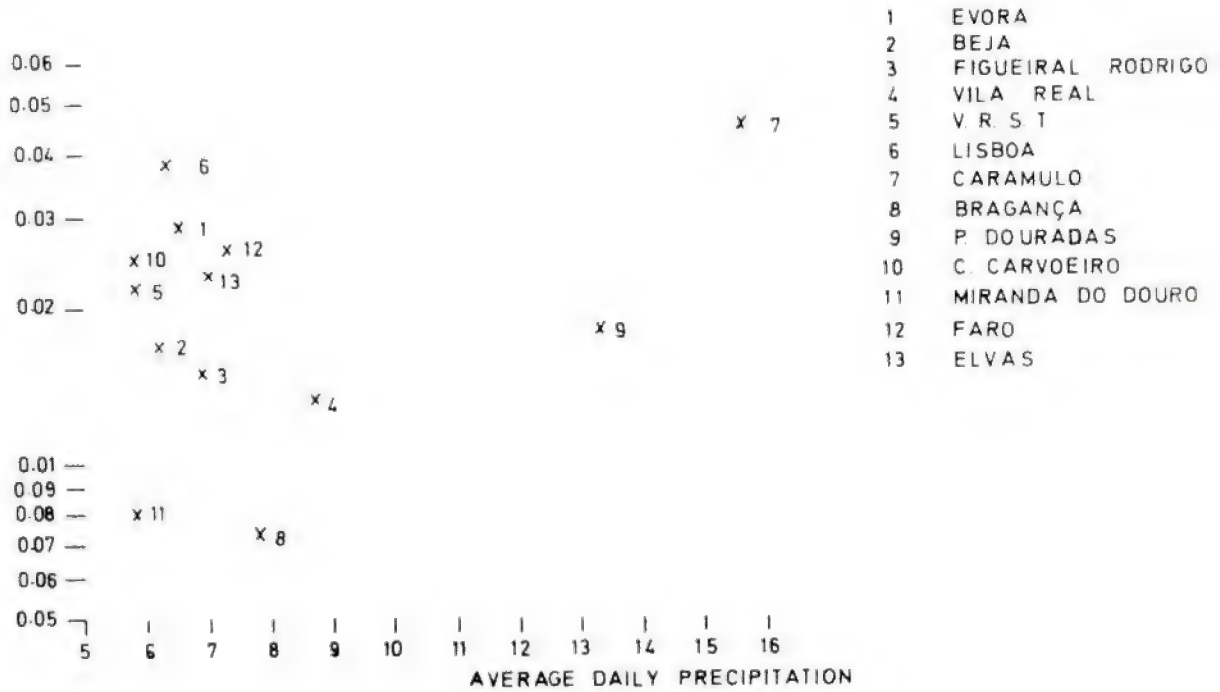

1 EVORA
2 BEJA
3 FIGUEIRAL RODRIGO
4 VILA REAL
5 V. R. S. T
6 LISBOA
7 CARAMULO
8 BRAGANÇA
9 P. DOURADAS
10 C. CARVOEIRO
11 MIRANDA DO DOURO
12 FARO
13 ELVAS
0.06
0.05
0.04
0.03
0.02
0.01
0.09
0.08
0.07
0.06
0.05
5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16
AVERAGE DAILY PRECIPITATION

FIG 7

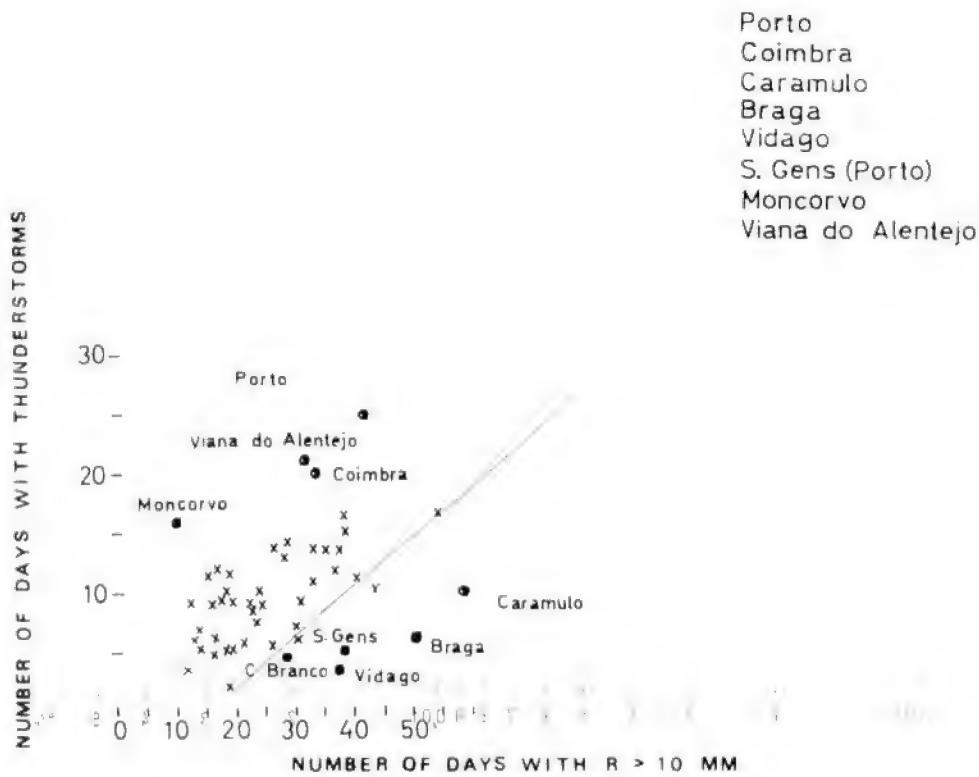

Porto
Coimbra
Caramulo
Braga
Vidago
S. Gens (Porto)
Moncorvo
Viana do Alentejo
NUMBER OF DAYS WITH THUNDERSTORMS
30
20
10
Porto
Viana do Alentejo
Coimbra
Moncorvo
Caramulo
S. Gens
Braga
C. Branco
Vidago
0 10 20 30 40 50
NUMBER OF DAYS WITH R > 10 MM

FIG 8

FARO

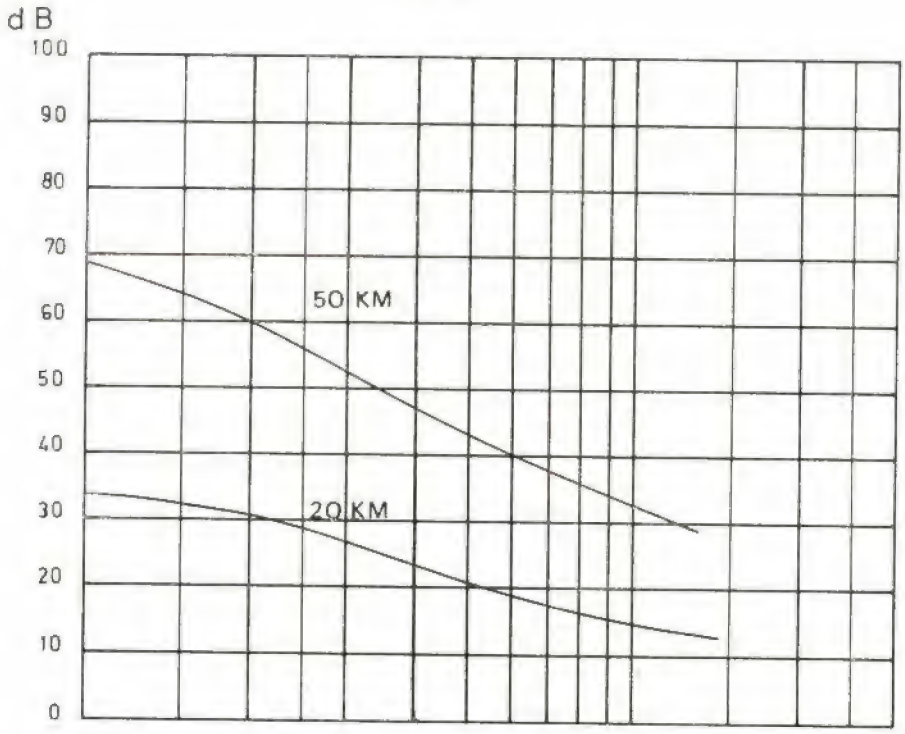


FIG 9

MIRANDA DO DOURO

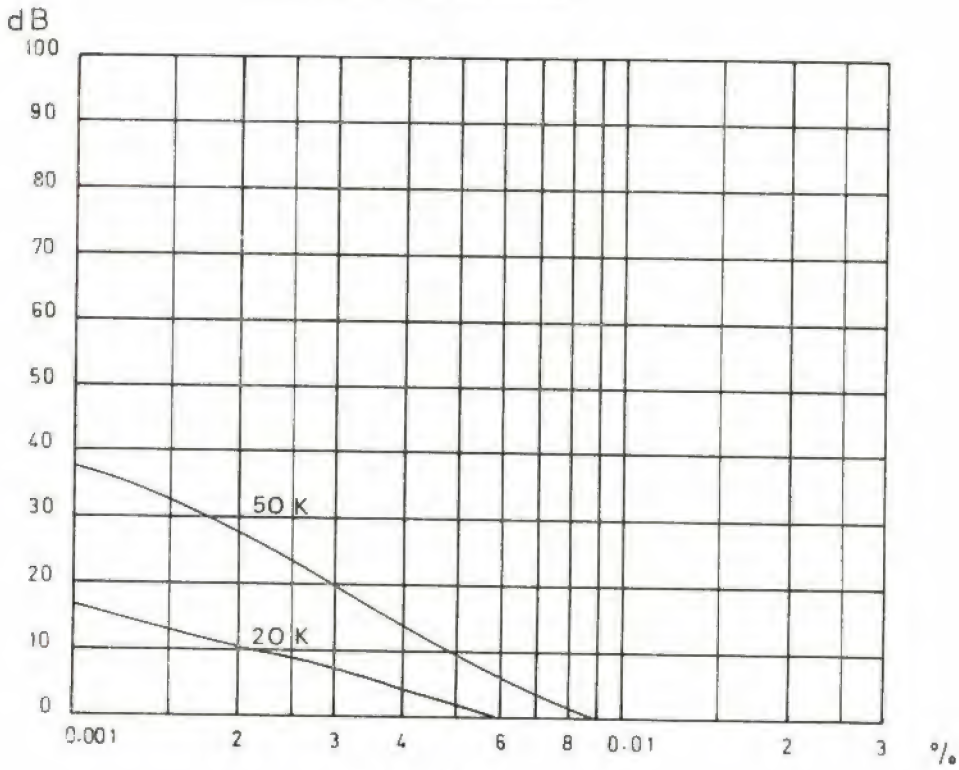


FIG 10

BRAGANÇA

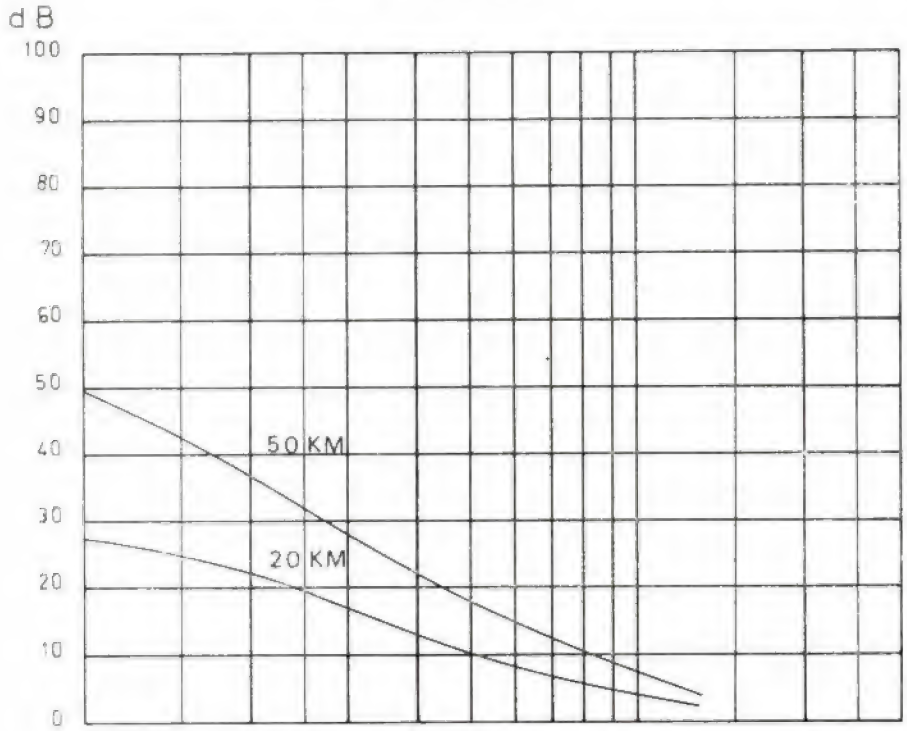


FIG 11

CARAMULO

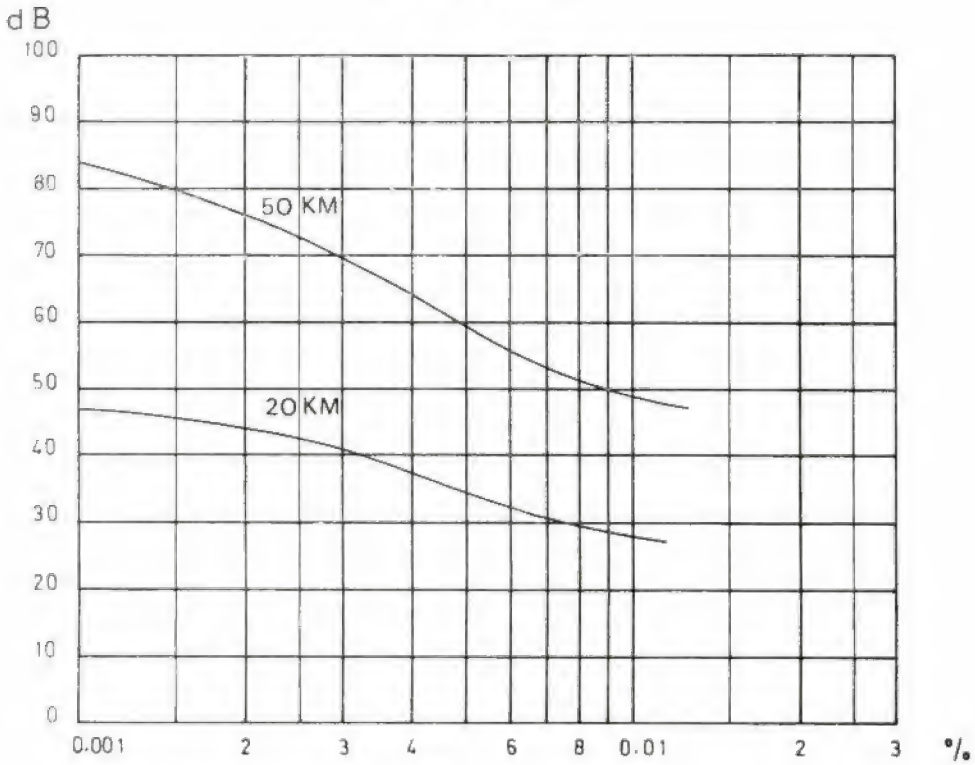


FIG 12

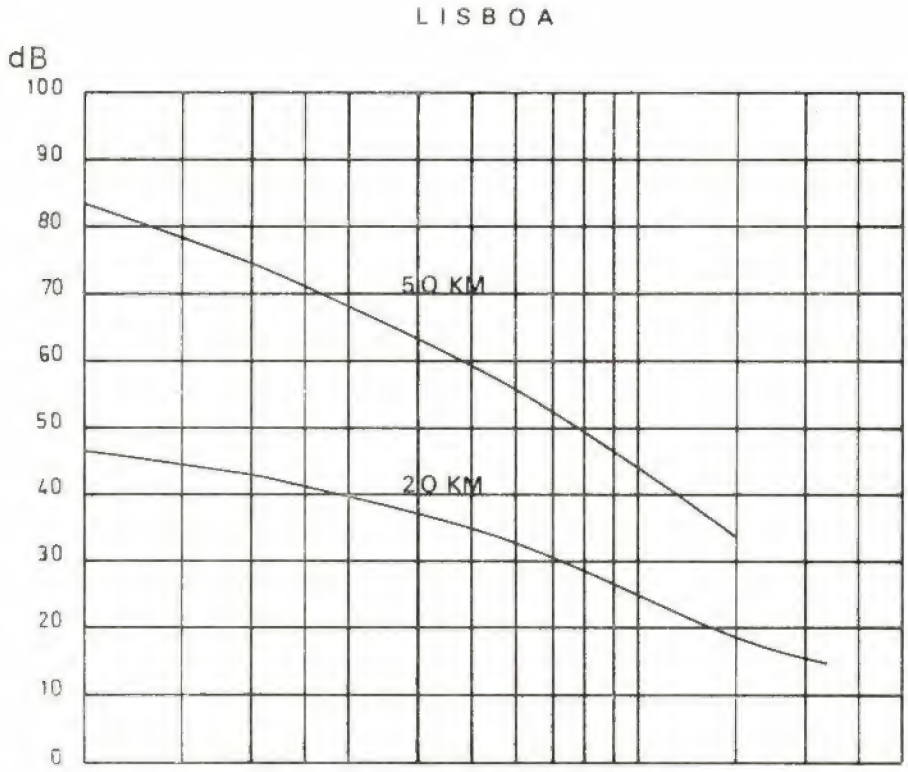

LISBOA
dB
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
50 KM
20 KM

FIG 13

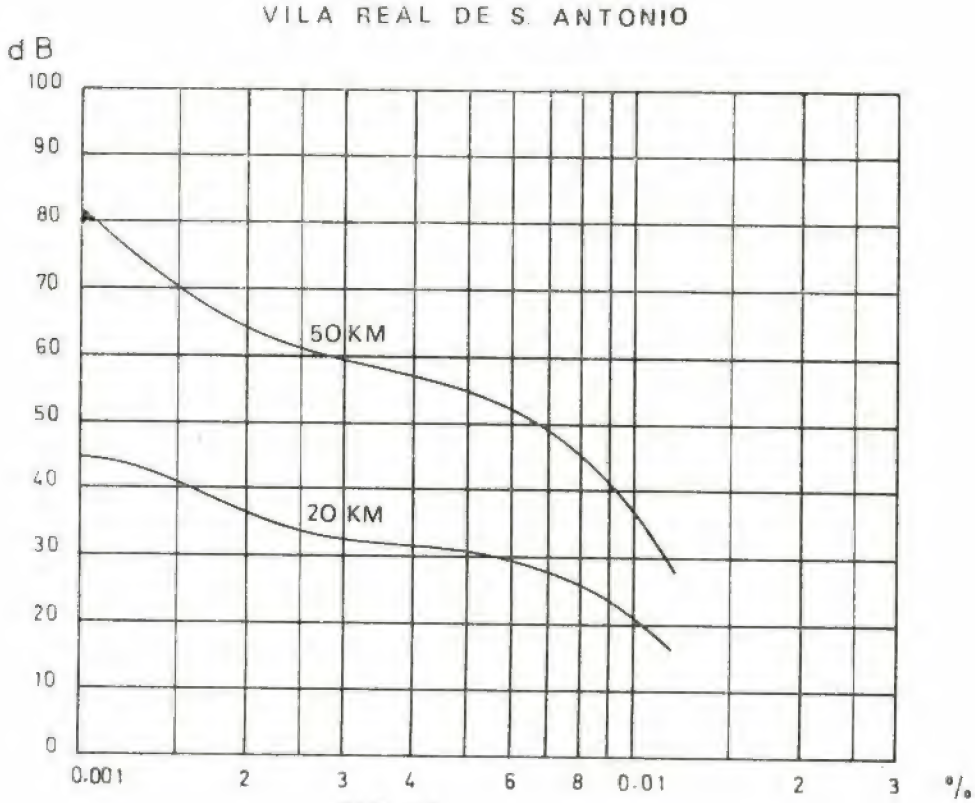

VILA REAL DE S. ANTONIO
dB
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
50 KM
20 KM
0.001
2
3
4
6
8
0.01
2
3
%

FIG 14

V. REAL

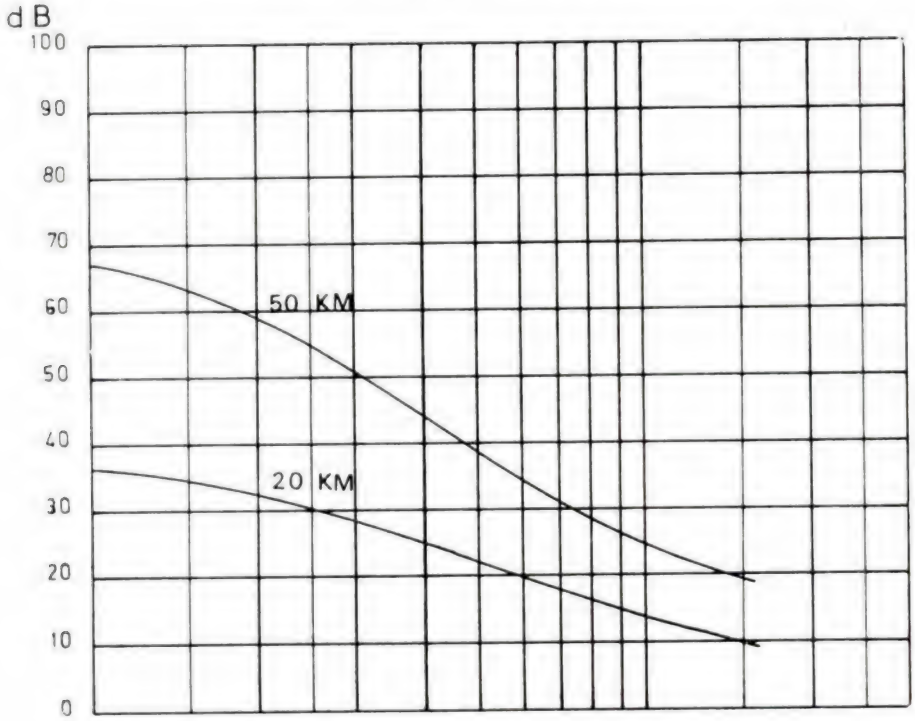


FIG 15

FIGUEIRA C. RODRIGO

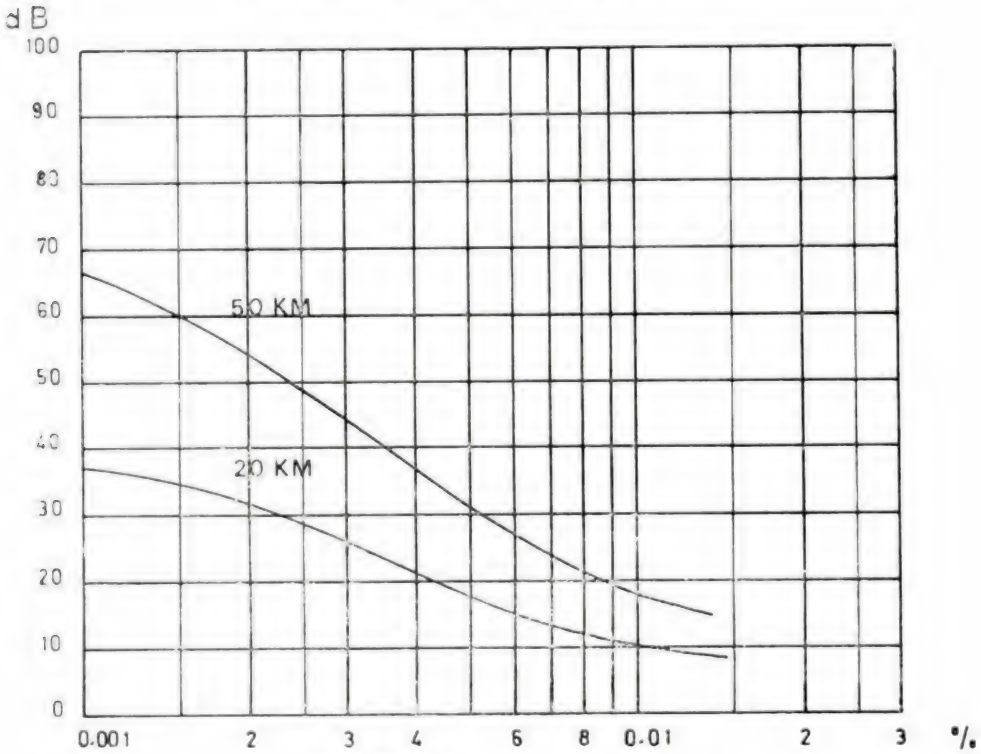


FIG 16

BEJA

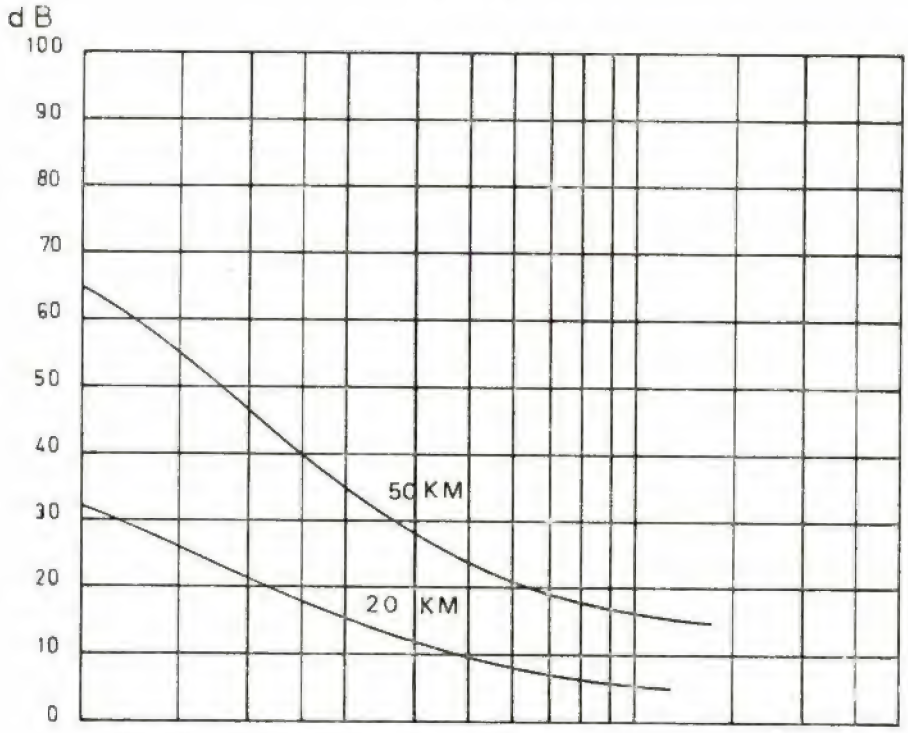


FIG 17

ÉVORA

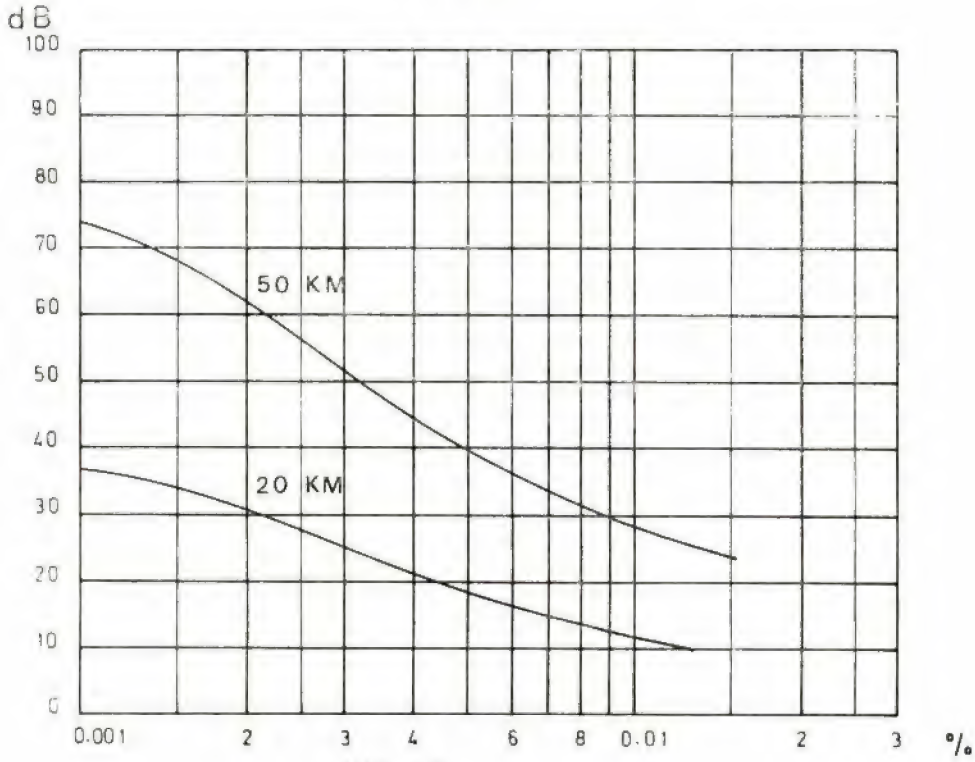


FIG 18

CABO CARVOEIRO

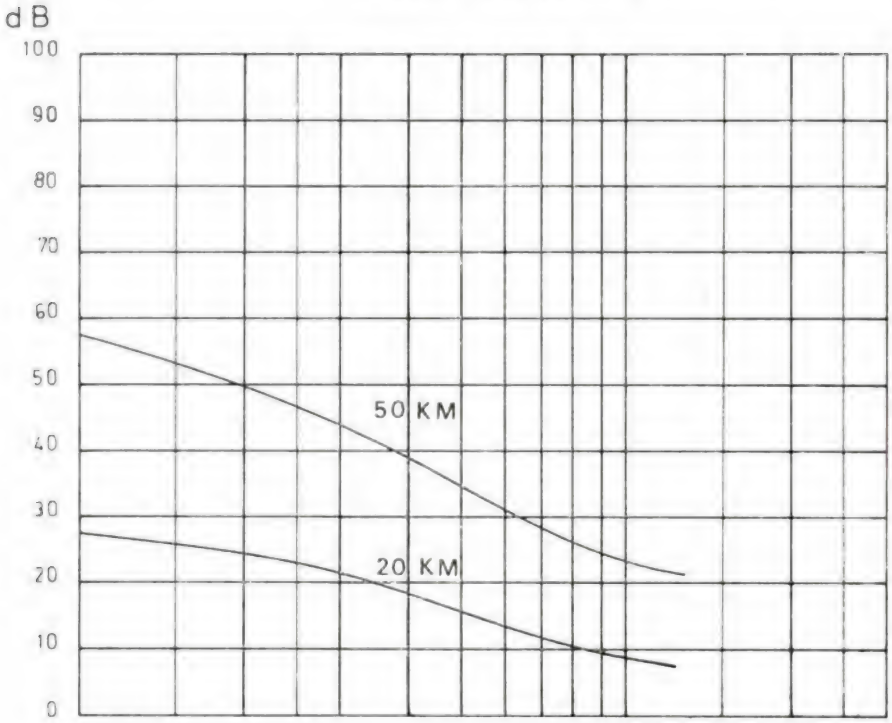


FIG 19

PENHAS DOURADAS

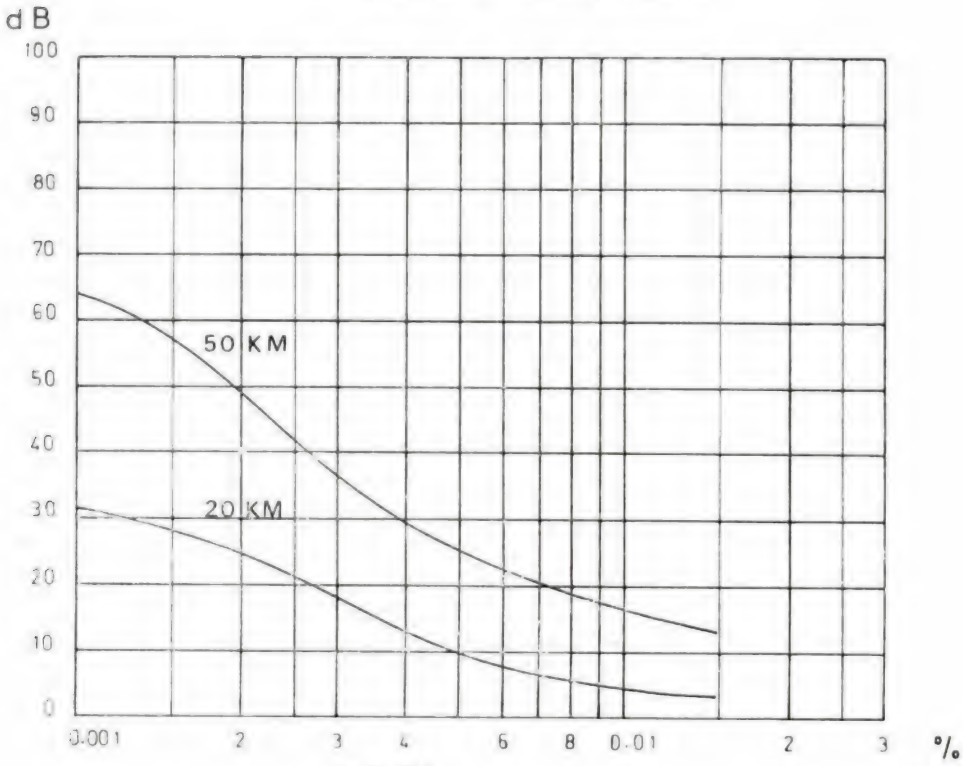


FIG 20

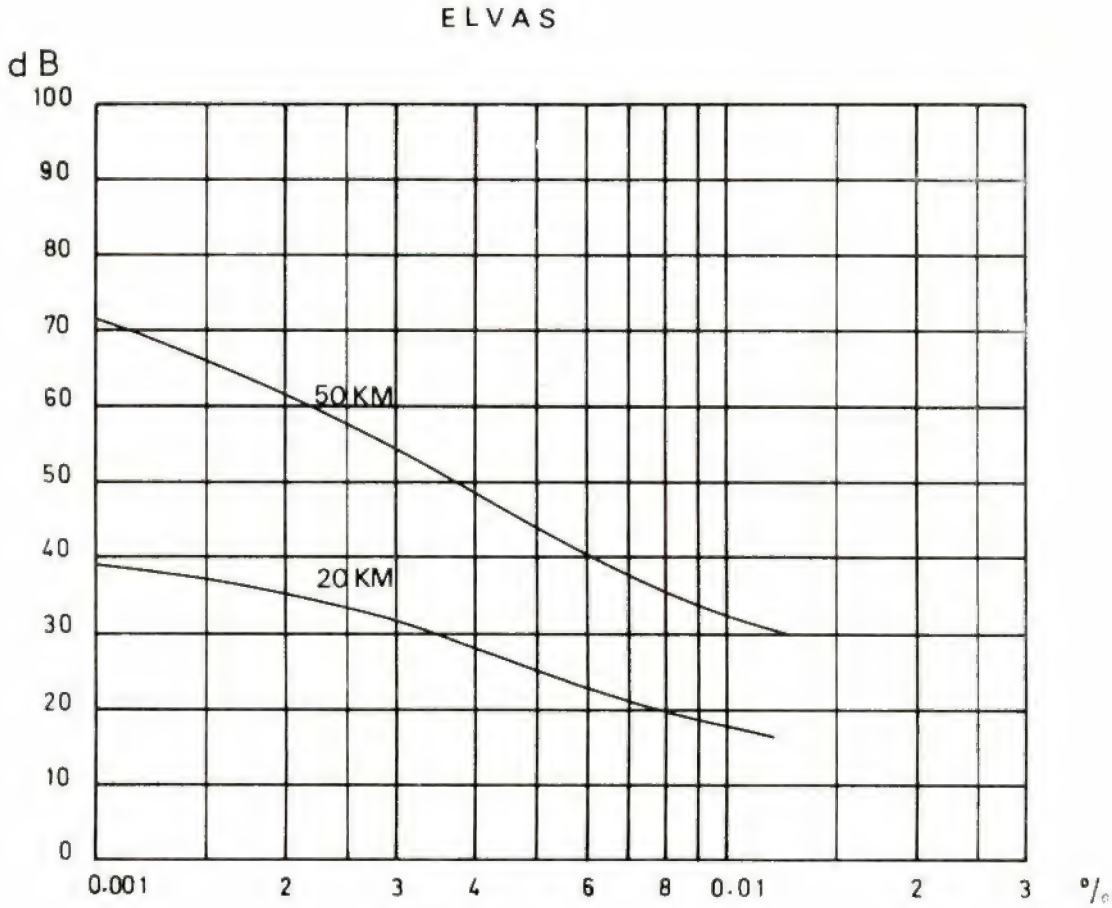

ELVAS
dB
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
50 KM
20 KM
0.001
2
3
4
6
8
0.01
2
3
%

FIG 21

Feiras, Conferências, Exposições e Congressos

OBJECTIVOS E PROGRAMA	LOCAL, DATA, ORGANIZAÇÃO E INFORMAÇÕES
41 Ème Congrés de L'union Internationale des Transports Publics--UITP	Nice 25 a 31 Maio - 75
Exposição Internacional da Indústria Automóvel	Genebra 27 a 31 de Maio - 75
Salão de Elementos Pré-Fabricados (construção)	Frankfort 24 de Maio a 1 de Junho - 75
Exposição de Materiais Térmicos da Climatização e da Anti-poluição	Lyon 29 de Maio a 2 de Junho - 75
Salon International de L'aéronautique et de L'espace	Paris - Le Bourget 30 de Maio a 8 Junho - 75
VIII Conferencia Internacional de Fundição sob Pressão	Munich 2 a 6 Junho - 75
Exposição Científica e Técnica	Grécia - Salonica 6 a 12 de Junho - 75

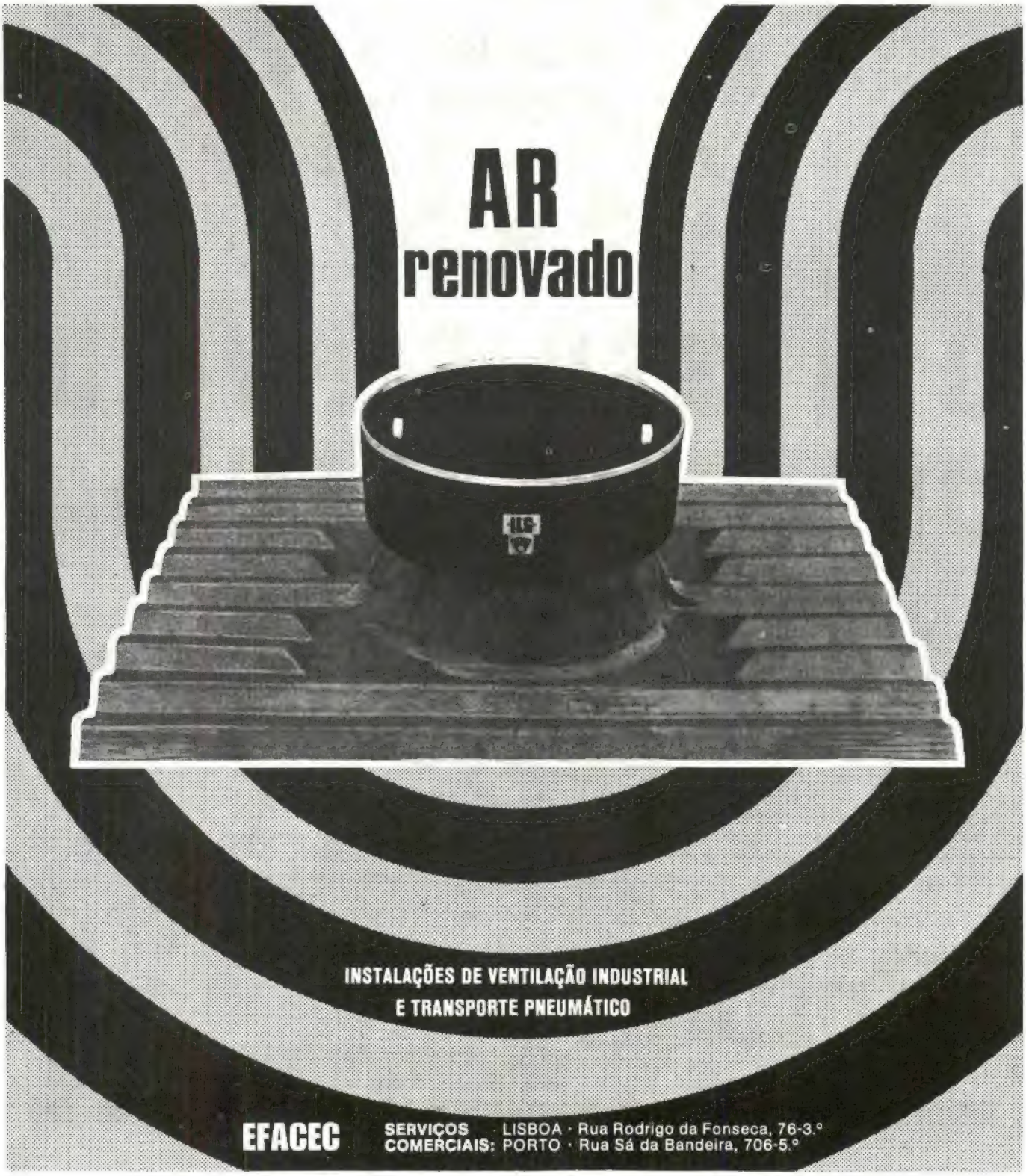
VENTILADORES DE TECTO

Série TH

- Inteiramente fabricados em poliester reforçado "fibra de vidro"
- Instalação imediata sem necessidade de qualquer trabalho de construção civil
- Funcionamento silencioso
- Persianas de fecho automático

EFACEC

EFACEC



O NOSSO SERVIÇO DE ASSISTENCIA

A construção dos aparelhos diferenciais eléctricos DEMAG não é uma solução de compromisso, o que está provado pelos milhares de aparelhos em serviço, em mais de 100 países, desde há dezenas de anos. No entanto, mesmo o melhor produto necessita de alguma assistência, com determinados intervalos. Assim, por exemplo, e segundo as normas de prevenção de acidentes, os aparelhos DEMAG deverão ser inspeccionados uma vez por ano. É evidente que se gasta um ferodo, ou que deve o mesmo ser reajustado. Igualmente, deverão ser verificados, com regularidade, os cabos e as suas guias. Vs. próprios poderão executar estes trabalhos, ou utilizar os nossos serviços de assistência.

Uma sugestão: Solicitem a nossa Assistência. Desta forma não terão preocupações. Basta um telefonema. O mesmo poderão fazer se precisarem urgentemente de uma peça subressalente.
A propósito: pelo aumento da produção e por medidas de racionalização foi-nos possível reduzir, consideravelmente, os nossos prazos de entrega.

Queiram enviar-nos o talão (em baixo, do lado direito). Teremos muito gosto em informar-vos acerca dos nossos serviços de assistência ou do nosso programa de fabrico.

ROMAR
UMA ORGANIZAÇÃO AO SERVIÇO DA INDÚSTRIA

LISBOA
R. DA BOAVISTA, 83-1.º D
TELEF. 60 31 31

PORTO
R. DE SÁ DA BANDEIRA, 589
TELEFS. 25871 - 32205

EXPONHA-NOS O SEU PROBLEMA
O NOSSO GABINETE TÉCNICO ENCONTRARÁ A SOLUÇÃO ADEQUADA

C. D. U. 537.313:517

Sistemas de segunda ordem resposta no tempo e na frequência

RICARDO CHARTERS D'AZEVEDO

RESUMO

Algumas experiências simples permitem aos alunos dos cursos de engenharia electrotécnica visualizar as relações entre a análise matemática e o comportamento físico de sistemas lineares.

Demonstra-se, a partir de um circuito RLC série, as relações entre a resposta no tempo e na frequência. Sugerem-se vários tipos de experiências laboratoriais de possível realização pelos alunos.

SYNOPSIS

Simple experiments engineering students to realize the relationship between mathematical analysis and the physical behavior of linear systems.

The teorical and experimental evidence is used to present the relationship between time-domain and frequency - domain response.

Suitably simple laboratory experiments are provide for the students.

1 — INTRODUÇÃO

A equação diferencial de segunda ordem com coeficientes constantes aparece frequentemente em electrotécnia. O seu estudo torna-se muito fácil se nos debruçarmos sobre o circuito RLC série

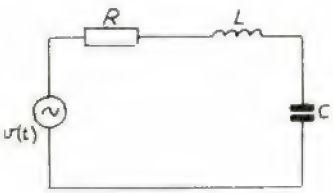


FIG. 1

A equação diferencial deste circuito é

$$v(t) = i\,R + L\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt \qquad (1)$$

e as suas soluções foram ao longo do curso apresentadas em vários cadeiras (*) com especial incidência para respostas a uma tensão escalão e uma tensão alternada sinusoidal.

2 — RESPOSTA DO CIRCUITO RLC SÉRIE A UM ESCALÃO

Consideremos o circuito da figura 1 e apliquemos à entrada o escalão de tensão V 1 (t) em que

$$\begin{cases} 1\ (t) = 0 & t < 0 \\ 1\ (t) = 1 & t > 0 \end{cases} \qquad (2)$$

Com para $t = 0$ não circula corrente, podemos escrever

$$I\ (p) = \frac{V}{p\ (Lp + R + 1/Cp)} = \frac{CV}{LCp^2 + RCp + 1} \qquad (3)$$

onde

$I\ (p)$ é a transformada de Laplace de $I\ (t)$

$L\ [i\ (t)] = I\ (p)$ com t variável real e

p variável complexa ou simbólica.

A corrente tem uma lei de variação no tempo diferente conforme os valores da resitência em relação à capacidade e à inductância. As raizes do trinómio do denominador podem ser reais ou complexas dependendo do binómio

$$\Delta = R^2C^2 - 4\ L\ C \qquad (4)$$

2.1 — $\Delta > 1$ (i.é. $R > 2\sqrt{L/C}$ — *regime sobreperiódico)*

As raizes são reais e da forma:

$$p' = -a = -\frac{R}{2L}\left[1 + \sqrt{1 - 4\frac{L}{R^2C}}\right] \qquad (5)$$

* Este trabalho tem sido realizado por alunos do 4.º ano de Engenharia Electrotécnica.

$$\rho'' = -b = -\frac{R}{2L}\left[1 - \sqrt{1 - 4\frac{L}{R^2 C}}\right] \qquad (6)$$

e a corrente terá a forma

$$I(\rho) = \frac{V}{L(\rho + a)(\rho + b)} \qquad (7)$$

com

$$b - a = -\frac{R}{L}\sqrt{1 - 4\frac{L}{R^2 C}} \qquad (8)$$

A transformada inversa é

$$i(t) = \frac{V}{R\sqrt{1 - \frac{4L}{R^2 C}}}\left(e^{-bt} - e^{-at}\right) \qquad (9)$$

A tensão aos terminais do condensador é dada por

$$V_C(\rho) = \frac{1}{C\rho} I(\rho) = L\left[\frac{1}{C}\int_0^t i(t)\,dt\right] \qquad (10)$$

ou seja

$$V_C(t) = V\left(1 - \frac{ae^{-bt} - be^{-at}}{a - b}\right) \qquad (11)$$

A tensão parte de zero com uma tangente horizontal para atingir um valor limite igual a V, sendo a carga tanto mais rápida quanto menor fôr a resistência (sendo lógicamente sempre superior a $2\sqrt{L/C}$).

2.2 — $\Delta = 0$ (i.é. $R = 2\sqrt{L/C}$ — *regime aperiódico limite)*

As raizes são iguais e dadas por

$$\rho' = \rho'' = -a = -\frac{R}{2L}$$

e a corrente é dada por

$$I(\rho) = \frac{V}{L\left(\rho + \frac{R}{2L}\right)^2} \qquad (12)$$

A transformada inversa dá-nos

$$i(t) = \frac{V}{L} t e^{-Rt/2L} \qquad (13)$$

e para a tensão aos terminais do condensador vem

$$V_C(t) = V\left[1 - e^{-R/2L}\left(1 + \frac{R}{2L}t\right)\right] \qquad (14)$$

correspondendo à carga mais rápida sem ultrapassar o valor da amplitude do escalão.

2.3 — $\Delta < 0$ (i.é. $R < 2\sqrt{L/C}$, *regime periódico)*

Escrevemos a coorrente $I(\rho)$ sob a forma

$$I(\rho) = \frac{V}{L}\,\frac{1}{\left(\rho + \frac{R}{2L}\right)^2 + \left(\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}\right)} \qquad (15)$$

e como

$$\frac{1}{LC} > \frac{R^2}{4L^2}$$

fazemos

$$\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} = \omega^2 \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{R}{2L}$$

e obtemos

$$i(t) = \frac{V}{L\omega} e^{-\alpha t} \operatorname{sen} \omega t \qquad (16)$$

Se o termo expononcial e igual à unidade, ou seja $R << 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ não há amortecimento e a corrente sinusoidal circula indefinidamente com uma pulsação

$$\omega c = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Quando o amortecimento não é desprezável, a corrente mantem um andamento sinusoidal, mas cada máximo tem uma amplitude menor que a precedente.

Define-se então uma «pseudo-oscilação»

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \qquad (17)$$

e uma constante de amortecimento

$$\alpha = \frac{R}{2L} \qquad (18)$$

Para os instantes

$$t_n = n\frac{\pi}{\omega} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots)$$

a corrente passa por zero mas os seus valores máximos, obtidos pela anulação da derivada de i (t), não estão situados exactamente em $\pi/2\omega$; $3\pi/2\omega$... se bem que afastados uns dos outros dum número inteiro de meios períodos $(T/2 = \pi/\omega)$ — fig.2.

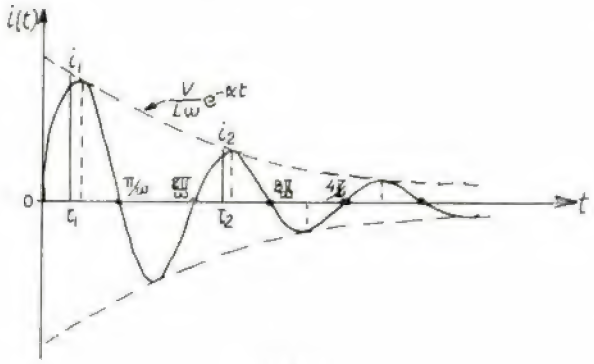


FIG. 2

A razão entre a corrente no instante t_1 e o valor da corrente no instante t_2 é dado por

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{e^{-\alpha t_1} \operatorname{sen} \omega t_1}{e^{-\alpha t_2} \operatorname{sen} \omega t_2} = e^{\alpha T} \tag{19}$$

pois que

$$\omega t_2 = \omega t_1 + 2\pi$$

donde

$$\log \frac{i_1}{i_2} = \alpha T = \frac{R}{2 L f} = \lambda \tag{20}$$

Define-se assim o decremento logaritmico λ e obtem-se o factor de qualidade Q

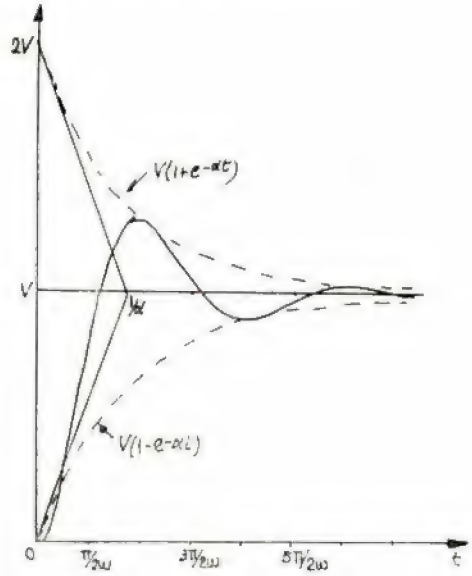


FIG. 3

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} - \frac{\omega L}{R} \tag{21}$$

Neste caso a carga do condensador é oscilante e o valor V de amplitude é atingido ao fim de um certo número de passagens positivas e negativas em relação a V.

$$v_c = V\left[1 + \frac{e^{-\alpha t} \operatorname{sen}(\omega t - \varphi)}{\operatorname{sen} \varphi}\right] \tag{22}$$

$$\text{Com } \operatorname{tag} = -\frac{\omega}{\alpha}$$

Os instantes para os quais a tensão é igual ao valor V, são dados por

$$\omega t - \varphi = n\pi$$

ou seja

$$t = n\frac{\pi}{\omega} - \frac{1}{\omega} \operatorname{arc\,tg} \frac{\omega}{\alpha}$$

o que corresponde a valores ligeiramente superiores a $\pi/2\omega$, $3\pi/2\omega$,...

Quanto aos valores máximos são obtidos pela anulação da derivada de v (t). Notemos que o valor máximo

$$v_{máx} = V\,(1 + e^{-\alpha t_{máx}})$$

$$= V\left(1 + \exp \frac{-\alpha(2n+1)\pi}{\omega}\right) \tag{23}$$

pode atingir 2V se a constante de amortecimento α fôr nula.

3 — RESPOSTA EM FREQUÊNCIA

Se considerarmos a função saída/entrada obtemos

$$\frac{vs}{ve}(p) = \frac{1}{LCp + RCp + 1} \tag{24}$$

ou de uma maneira mais geral

$$\frac{vs}{ve}(p) = \frac{\omega_0^2}{p^2 + 2\alpha p + \omega_0^2} \tag{25}$$

Considerando o número $\gamma = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$, que pode tomar todos os valores de zero a infinito dependendo dos valores da resistência em relação à indutância e capacidade teremos.

3.1 — $\gamma > 1$ $(R > 2\sqrt{L/C})$

Podemos decompor o trinómio do denominador num produto de dois termos

$$\frac{vs}{ve}(p) = \frac{1}{\left(\frac{p}{a}+1\right)\left(\frac{p}{b}+1\right)} \qquad (26)$$

em que a e b tem os valores dados em (5) e (6).

Como a > b obtemos as assintotas representadas na fig. 4

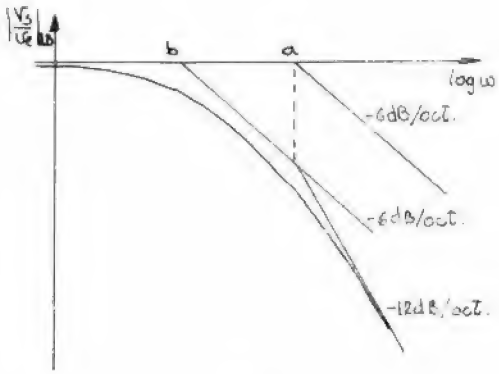


FIG. 4

Para $R >> 2\sqrt{L/C}$ obtemos

$$a \simeq \frac{R}{L} \text{ e } b \simeq \frac{1}{RC}$$

muito afastados pois $\frac{1}{RC} << \frac{R}{L}$. Então para $\omega = 1/RC$ obtem-se uma atenuação de cerca de 3 dB.

3.2 $\gamma = 1$ $(R = 2\sqrt{L/C})$

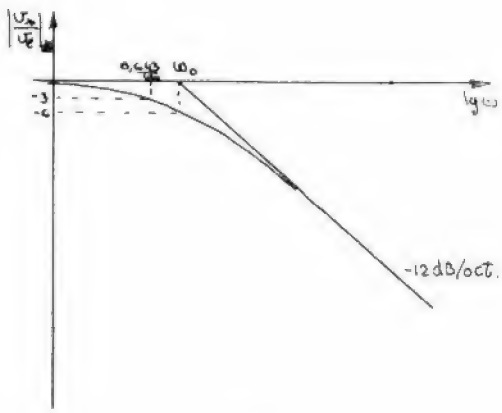


FIG 5

O denominador de (25) é neste caso um quadrado perfeito.

$$\frac{vs}{ve}(p) = \frac{1}{\left(\frac{p}{\omega_0}+1\right)^2} \qquad (27)$$

Obtem-se então duas assintotas que se cruzam no ponto (0 dB; $\omega = \omega_0$)

A frequência de corte a − 3 dB é definida para

$$(LC\,\omega^2 + 1)^2 = 2$$

ou $\quad LC\,\omega = 0{,}643$

ou $$f_c \simeq \frac{0{,}643}{2\pi\,LC} \qquad (28)$$

Sendo por definição o tempo de crescimento, o tempo que ve (t) leva a evoluir entre 1/10 e 9/10 do valor final obtemos para este caso

$$t_C \simeq 0{,}34\ LC \qquad (29)$$

e obtemos

$$t_C \cdot f_C = 0{,}35$$

3.3 $\gamma < 1$ $(R < 2\sqrt{L/C})$

Neste caso as raizes são imaginárias puras

$$p = j\,\omega$$

, e vem

$$\frac{vs}{ve}(\omega) = \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\,j\,\alpha\omega} \qquad (30)$$

$$= A(\omega)\ e^{-j\,b(\omega)} \qquad (31)$$

Designando-se por A (ω) a característica de resposta em amplitude e o seu argumento − b (ω) a característica de resposta em fase.

Considerando

$$a(\omega) = -\log A(\omega)$$

e exprimindo em dB vem

$$-a(\omega)_{dB} = 10 \log \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\,\alpha^2\omega^2}$$

e a constante de resposta de fase virá dada por

$$b(\omega) = \text{arc tg}\ \frac{2\,\alpha\,\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Quando a frequência tende para zero a (ω) tende também para zero dB, e quando a frequência tende para infinito a (ω) varia com $-40 \log LC\omega$; obtemos assim duas assintotas

— uma recta horizontal de ordenada 0 dB

— uma recta a -40 dB/década (ou-12 dB/oitava)

Reparemos, no entanto, que a curva real se afasta tanto mais das assintotas quanto γ se aproxima de zero

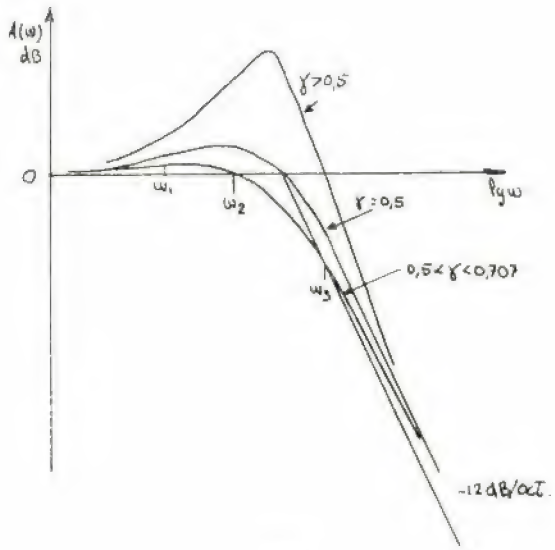


FIG. 6

Podemos determinar alguns pontos notáveis para uma caracterização mais perfeita da resposta em amplitude.

Para $\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - 2\gamma^2}$ a derivada é nula e a (ω) passa por um máximo para $\gamma < 0{,}707$

a $(\omega)_{dB}$ é nulo para

$$\begin{cases} \omega_0 = 0 \\ \omega_3 = \omega_0 \sqrt{2\ (1 - 2\gamma^2)} \end{cases}$$

Soluções só possiveis se $\gamma < 0{,}707$.

A curva de $a(\omega)_{dB}$ corta a assintota 12dB/oitava em

$$\omega_3 = \frac{\omega_0}{\sqrt{2\ (1 - 2\gamma^2)}}$$

também para $\gamma < 0{,}707$.

Podemos reparar que $\omega_2\,\omega_3 = \frac{1}{LC}$; as frequências são simétricas em relação a ω_0 (em coordenadas log) e a frequência limite superior -3 dB é definida por

$$\omega^2 = \omega_0\ (1 - 2\gamma^2) \sqrt{1 \pm \left[1 + \frac{1}{(1 - 2\gamma^2)^2}\right]}$$

Para $\gamma < 1$ a resposta inicial apresenta sempre uma sobrelevação mesmo quando γ está compreendido entrre 0,707 e 1.

4 — TRABALHO A REALIZAR

4.1 — *Dimensionamento prévio.*

4.1.1 — Para os valores dos parâmetros representados na figura, calcule os valores de R que levam aos seguintes valores de $\gamma = 0{,}3;\ 0{,}4;\ 0{,}5;\ 0{,}6;\ 0{,}7;\ 1;\ 2;\ 5.$

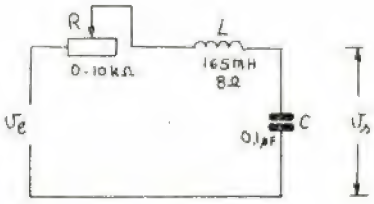


FIG. 7

4.1.2 — Determine os valores das raizes no plano complexo p e a sua localização para cada um dos valores de γ determinados atrás.

4.1.3 — Calcule a máxima tensão que pode surgir aos terminais do condensador em função da tensão Ve de entrada.

4.1.4 — Calcule os tempos de crescimento previsiveis para os valores de $\gamma \geqslant 1$

4.2 — *Determinações experimentais*

4.2.1 — Utilizando um gerador de varrimento, um registador XY e um fasimetro trace as características de resposta em aplitude e em fase para os diversos valores de R calculados em 4.1.1.

4.2.2 — Com um gerador de impulsos, um osciloscópio e a respectiva camara fotográfica registe as respostas em frequência e os respectivos tc para os mesmos valores de R.

4.3 — *Conclusões*

Tire as conclusões que lhe sugerem os resultados obtidos. Anote e justifique as discrepâncias entre os valores obtidos em 4.1 e os de 4.2.

NOTA FINAL

A partir do estudo feito é possível obter um sem número de aplicações sujeitas a prática laboratorial.

Se se dispuser, por exemplo, de um registador de quadro móvel, este trabalho é realizado com um número muito menor de equipamento e com uma ligação muito mais perfeita com a teoria dos aparelhos de quadro móvel [1].

Para que este trabalho seja completo sugere-se que sejam investigadas as soluções a partir de um computador analógico.

CONCLUSÕES

Este artigo descreve um trabalho experimental que pode levar os alunos a participar alguns aspectos da resposta de um sistema linear. Faz-se uma introdução teórica no domínio das respostas na frequência e no tempo e sugerem-se algumas aplicações possíveis.

Este trabalho é normalmente realizado pelos alunos do curso de Engenharia Electrotécnica na Academia Militar quando da sua passagem pela cadeira de Medidas Eléctricas.

Bibliografia

[1] Borges da Silva — Medidas Eléctricas I e II, AEIST 1972 — Cap. A.

[2] M. Abreu Faro, Fundamentos das Telecomunicações AEIST 1965 — Cap. 2.

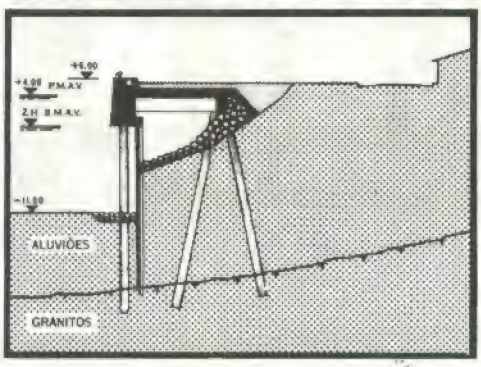
[3] H. H. Skilling — Transient Electric Currents, MeGraw Hill, 1952 Cap. 7.

Feiras, Conferências, Exposições e Congressos

OBJECTIVOS E PROGRAMA	LOCAL, DATA, ORGANIZAÇÕES E INFORMAÇÕES
Salon Internacional des Techniques ou Chauffage, du Froid et de la Climatisation - INTERCLIMA	Paris 6 a 12 Junho - 75
Salão Internacional do Plástico	Toronto 9 a 13 Junho - 75
Feira Internacional de Poznan	Polónia - Poznan 8 a 17 de Junho - 75
Feira Internacional de Lisboa	Lisboa 11 a 22 de Junho - 75
Exposição Mundial da Máquina Ferramenta	Paris 17 a 26 de Junho - 75
Feira Internacional de Kinsaasa	Kinsaasa 21 de Junho 6 de Julho - 75
Feira Internacional de Malta	Maxxar 1 a 5 de Junho - 75

NOVOS CAIS NO PORTO DE LEIXÕES

A. GOMES-CT/73



NOVOS MÉTODOS DE TRABALHO

PROJECTO E EXECUÇÃO DE

CONSTRUÇÕES TÉCNICAS, S.A.R.L.

- CORRENTES DE PRECISAO desde 0,25" até 4,50" de passo
- ACIONAMENTOS EM ESTOQUE até 700 HP à 550 RPM
- ACIONAMENTOS PADRONIZADOS até 4250 HP à 300 RPM
- CORRENTES 'NON-LUB' para locais de lubrificação impraticavel
- CORRENTES SIMPLES DE ROLOS EM AÇO INOXIDAVEL para aplicação especializada

monte a transmissão completa utilizando

OS PRODUTOS RENOLD PARA A TRANSMISSÃO DE FORÇA

* ou redutores, corrente transportadora, luva de acoplamento, embreagem, freio, variador de rotação etc.

Informações técnicas sobre a linha completa de produtos RENOLD na:

RENOLD LIMITED
SALES DIVISION
MANCHESTER · ENGLAND

RENOLD HOLROYD Crofts CARTER

HARKER SUMNER & CIA.LDA.
38 Rua de Ceuta, 48 PORTO
Apartado No. 162. Tél: 27054 (4 linhas)
14 Largo do Corpo Santo, 18 LISBOA-2
Tél: 324823, 35124.

Les ressources, la production et la demande Mundiales D'uranium(*)

La demande d'uranium correspondant aux divers programmes consacrés à l'énergie nucléaire dans le monde, qui s'élève actuellement à environ 18.000 tonnes de métal par an, atteindra vraisemblablement quelque 60.000 tonnes par an en 1980 et 100.000 tonnes par an en 1985. «Il est donc primordial d'adopter incessamment des mesures pour accélérer les travaux d'exploration de l'uranim, de manière à pouvoir maintenir des réserves assurées adéquates».

C'est là l'un des point principaux qui se dégage du nouveau rapport intitulé «*Uranium: Resssources, production et demande*», qui a été préparé conjointement par des Groupes de travail spécialisés de l'Agence de l'OCDE pour l'Energie Nucléaire (AEN) et de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (AIEA). En effet, malgré la très rapide expansion que l'on prévoit pour la demande d'uranium, le rapport précise que «les prix actueles de l'uranium ne sont pas, en général, suffisants pour permettre d'entreprendre l'exploration requise ou donner l'accélération nécessaire à l'expansion des moyens de production. Il conviendrait par conséquet de trouver des méthodes garantissant que l'on pourra atteindre les niveaux de production requis por éviter une instabilité du marché au cours des années 80".

En ce qui concerne les ressources, les chiffres donnés correspondent, comme dans le précédent rapport, aux Ressources Raisonnablemente Assurées (R. R. A.) (2) et aux Ressources Raisonnablement Estimées (R. R. E.) (3), qui sont ellesmêmes subdivisées entre deux catégories de prix: (a) moins de 10 dollars par livre d'U_3O_8 (moins de 26 dollars par kg d'uranium métallique) et (b) de 10 dollars à 15 dollars par livre d'U_3O_8 (de 26 dollars à 39 dollars par kg d'uranium métallique) (4) Les chifffres ainsi fournis — en date du mois de janvier 1973 — s'établissent, pour la tranche de prix inférieure à 10 dollars par livre d'U_3O_8, à 866.000 tonnes d'uranium (1.126.000 tonnes courtes d'U_3O_8) pour ce qui est des R. R. A. et 916.000 tonnes d'uranium (1.129.000 tonnes courtes d'U_3O_8) dans le cas des R. R. E.; pour la tranche de prix comprise entre 10 et 15 dollars par livre d'U_3O_8, ils sont de 680.000 tonnes d'uranium (884.00 tonnes d'U_3O_8,) en ce qui concerne les R. R. A. auxquels s'ajoutent 632.000 tonnes d'uranium (821.000 tonnes courtes d'U_3O_8) correspondent aux R. R. A..

Ces chiffres font apparaître, dans la tranche de prix inférieure à 10 dollars par livre d'U_3O_8, des augmentations de quelque 220.000 tonnes d'uranium pour les R. R. A. et de quelque 240.000 tonnes d'uranium pour les R. R. E.. Dans la tranche de prix comprise entre 10 et 15 dollars par livre d'U_3O_8, on constate une augmentation de quelque 100.000 tonnes d'uranium par rapport aux chiffres fournis dans le précédent rapport (1970) en ce qui concerne tant les R. R. A. que les R. R. E.. Une répartition des chiffres par pays est donnée dans le tableau 1 ci-joint.

(*) «Uranium — Ressources, Production et Demande» OCDE, Paris 1973.

(2) Définies en tant que «uranium se trouvant dans des gisements connus dont la quantité et la configuration sont telles qu'on peut, dans les limites de prix données les récupérer de façon rentable grâce aux techniques d'extraction et de traitement actuellement éprouvées».

(3) Définies en tant que «uranium dont on suppose la présence dans des prolongements inexplorés de gisements connus, ou dans des gisements nom découverts, situés dans des districts où l'on sait pouvoir trouver de l'uranium; on présume en outre qu'il est possible d'exploiter cet uranium de manière économique, à un prix situé dans la tranche considérée».

(4) Par suite des changements de parité qui ont affecté le dollar américain (la valeur du dollar américain en date de mars 1973 a été adoptée pour l'ensemble du nouveau rapport), les valeurs absolues de ces tranches de prix sont en moyenne d'environ 17% inférieures à celles du précédent rapport.

Tableau 1

ESTIMATIONS DES RESSOURCES MONDIALES EN URANIUM
(Données disponibles en janvier 1973)

Type de ressources / Pays	Tranche de prix inférieure à $[1] 10 par livre d'$U_3O_8$				Tranche de prix de $ 10 à 15 par livre d'U_3O_8			
	Ressources raisonnablement assurées (Réserves)		Ressources supplémentaires estimées		Ressources raisonnablement assurées		Ressources supplémentaires estimées	
	10^3 tonnes d'uranium	10^3 tonnes courtes d'U_3O_8	10^3 tonnes d'uranium	10^3 tonnes courtes d'U_3O_8	10^3 tonnes d'uranium	10^3 tonnes courtes d'U_3O_8	10^3 tonnes d'uranium	10^3 tonnes courtes d'U_3O_8
Afrique du Sud	202	263	8	10,4	62	80,6	26	33,8
Argentine	9,2	12	14	18	7,7	10	23	30
Australie	71	92	78,5	102	29,5	38,3	29	38
Brésil	-	-	2,5[2]	3,3	0,7	0,9	-	-
Canada	185	241	190	247	122	158	219	284
Danemark (Groënland)	5,6	7,0	10	13	-	-	-	-
Espagne	8,5	11	-	-	7,7	10	-	-
Etats-Unis	259	337	538[3]	700	141	183	231	300
Finlande	-	-	-	-	1,3	1,7	-	-
France	36,6	47,5	24,3	31,5	20	26	25	32,5
Gabon	20	26	5	6,5	-	-	5	6,5
Inde	-	-	-	-	2,3	3	0,8	1
Italie	1,2	1,6	-	-	-	-	-	-
Japon	2,8	3,6	-	-	4,2	5,4	-	-
Mexique	1,0	1,3	-	-	0,9	1,2	-	-
Niger	40	52	20	26	10	13	10	13
Portugal (Europe)	6,4	8,3	5,9	7,7	1	1,3	10	13
(Angola)	-	-	-	-	-	-	13	17
République Centrafricaine	8	10,5	8	10,5	-	-	-	-
Suède	-	-	-	-	270	351	40	52
Turquie	2,2	2,8	-	-	0,5	0,6	-	-
Yougoslavie	6	7,8	10	13	-	-	-	-
Zaïre	1,8	2,3	1,7	2,2	-	-	-	-
TOTAL (arrondi)	866	1126	916	1191	680	884	632	821

1) Dollars au cours de mars 1973 : $ 1 = 0,829 u/c AME = 0,829 DTS (Droits de Tirage Spéciaux).
Cette valeur du dollar correspond à $ 42,22 l'once d'or fin.
2) Auxquels s'ajoutent 70.000 tonnes d'uranium susceptibles d'être obtenues comme sous-produits des phosphates.
3) Auxquels s'ajoutent 70.000 tonnes d'uranium susceptibles d'être obtenues comme sous-produits de la production de phosphates et de cuivre.

Quant à la demande, les estimations fournies dans le nouveau rapport sont basées sur les dernières prévisions disponibles (avril 1973) en ce qui concerne l'expansion de la puissance nucléaire installée, qui sont représentées sur le graphique 1 ci-joint. Ces prévisions montrent que, vers les années 1990, la capacité installée de production d'énergie nucléaire devrait atteindre quelque 370.000 GWe (370.000 kWe) pour la zone européenne de l'ODCE (dont 280 GWe se trouvant dans les pays de la CEE); 540 GWe en Amérique du Nord (dont 500 aux Etats-Unis); e 100 GWe au Japon.

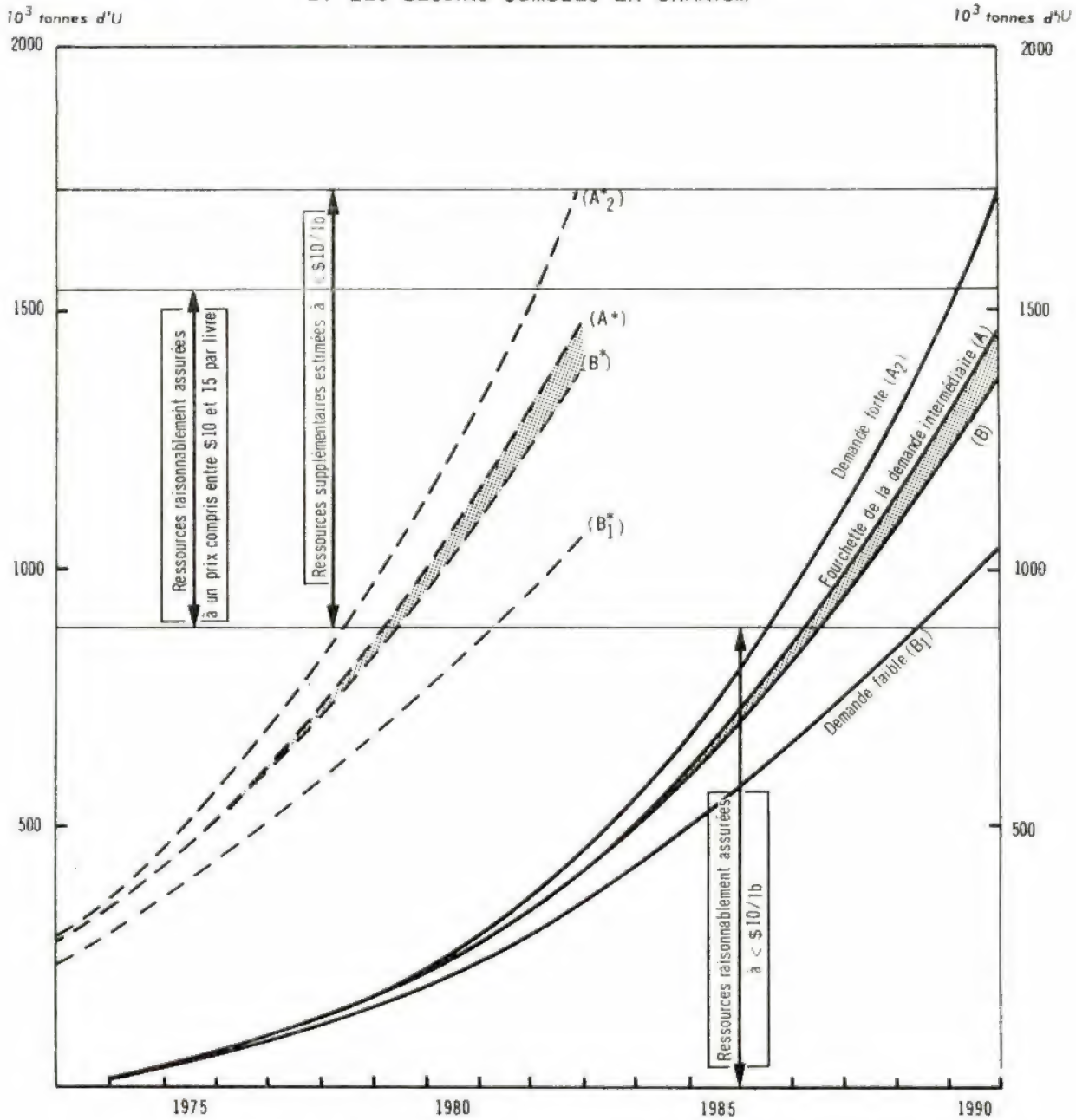
Une autre question qui dépend du rythme d'expan-

L'importance de ces taux d'expansion, du point de vue de la demande de combustible, est mise en évidence dans le graphique 2 ci-joint où les courbes A et B représentent les limites supérieures et inférieures que devrait atteindre la demande, la courbe A supposant le maintien des tendances actuelles dans le choix des filières de réacteurs des (c'est-à-dire celle des réacteurs thermiques avec une forte prédominance de ceux à eau légère) et la courbe B correspondant à une demande légèrement inférieure, qui résulterait de l'introduction des surrégénérateurs rapides dont le rythme commencerait à s'accélérer au début des années 1980. Les courbes A2 et B1 de ce même graphique font apparaître les taux supérieurs e inférieurs auxquels on pourrait s'attendre, en ce qui concerne la demande de combustible, dans le cas d'expansions de la capacité nucléaire installée qui aboutiraient respectivement à une capacité totale de 20% supérieure et de 25% inférieure à celle prévue en 1990.

Un autre point qui se dégage du graphique 2 permet de conclure que les variations de la demande dues à d'éventuelles variations de l'expansion énergétique seraient trés largement supérieures aux modifications qui pourraient résulter de l'adoption de stratégies différentes en matière de réacteurs.

Enfin, le graphique 2 comporte également les courbes A, B, A2, B1, rapprochées dans le temps de 8 ans, pour représenter les réserves considérées comme nécessaires pour garantir 8 années d'exploitation et que l'industrie minière de l'uranium s'efforce de maintenir pour des raisons d'ordre technique et économique.

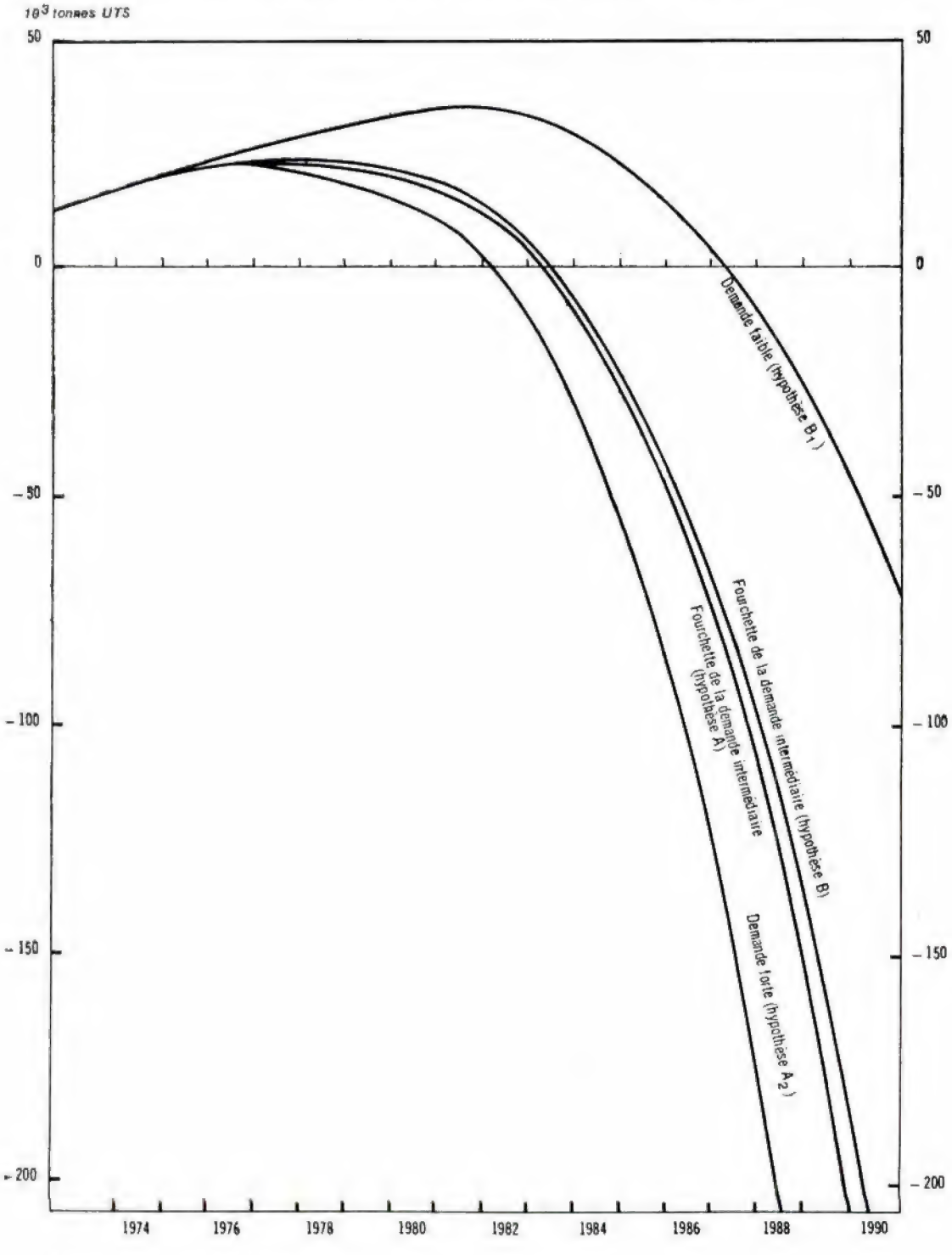
RELATION ENTRE LES RESERVES D'URANIUM
ET LES BESOINS CUMULES EN URANIUM



* Ces courbes sont avancées de huit ans.

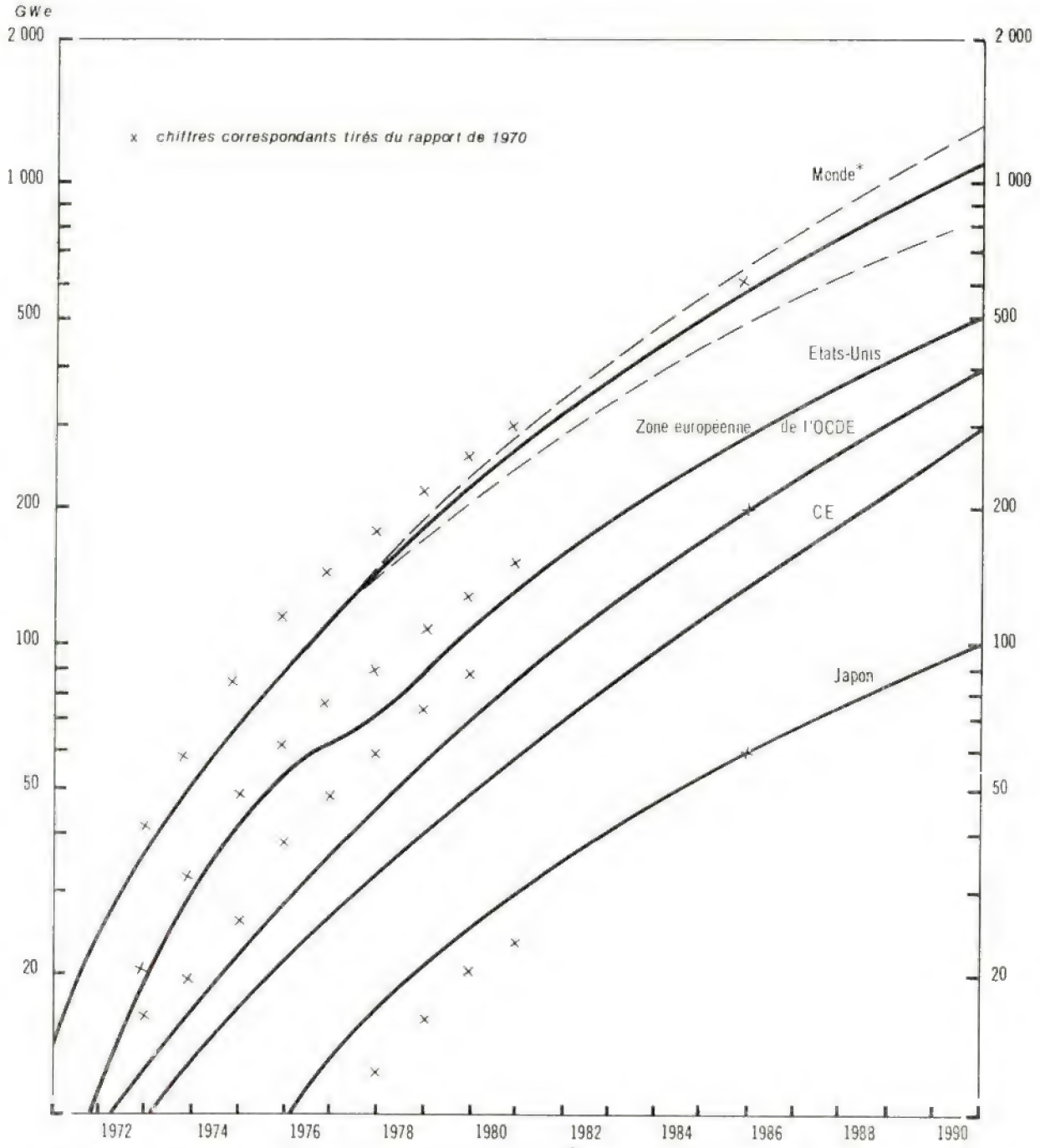
Une autre question qui dépend du rythme d'expansion de la capacité installée et des stratégies en matière de filières de réacteurs, est celle de la demande relative à l'uranium enrichi et à la capacité des installations d'enrichissement. A cet égard, le rapport montre que si, en ce qui concerne l'enrichissement, la capacité mondiale actuelle ou prévue au cours de la prochaine décennie semble devoir suffire jusqu'au début des années 80 ou même jusqu'en 1985, il faudra ensuite disposer d'une capacité supplémentaire qui, lorsqu'elle commencera à s'imposer, devra vraisemblablement subir une très rapide expansion (voir graphique 3 ci-joint). C'est là une conclusion qui revêt une très grande importance si l'on tient compte des «délais» (qui sont à peu près du même ordre que ceux requis pour les réacteurs eux-mêmes) à prévoir pour la construction et la mise en exploitation des nouvelles installations d'enrichissement.

POTENTIEL MONDIAL DE TRAVAIL DE SEPARATION
RESULTANT DE LA PRODUCTION DES ETATS-UNIS ET D'EUROPE*
(Teneur résiduelle en U 235 de 0,275 % avec recyclage du plutonium)



* Les chiffres relatifs à la capacité annoncés par Eurodif ne sont pas inclus.

EXPANSION DE LA PUISSANCE NUCLEAIRE
INSTALLEE DANS LE MONDE*
(Chiffres nets)



* Dans le présent rapport, par «Monde» on entend tous les pays, hormis l'URSS, l'Europe orientale et la Chine.

Feiras, Conferências, Exposições e Congressos

OBJECTIVOS E PROGRAMA	LOCAL, DATA, ORGANIZAÇÕES E INFORAMAÇÕES
4.ª Jornadas Luso-Brasileiras de Eng.ª Civil	Recife e Salvador (Brasil) 3 a 17 Agosto - 75
FACIM Feira Internacional de Lourenço Marques	Lourenço Marques 30 de Agosto a 14 de Setembro - 75
Feira Internacional de Esmirna	Esmirna - Turquia 20 de Agosto a 20 de Setembro - 75
La Foire Internacionale Pour la Protection des Eaux	Jönköping - Suède 1 a 4 de Setembro - 75
1.ª Internacional Conference on External ano Internal Protection of Pipes	Kingston - Upon - Hull (Inglaterra) 8 a 10 Setembro - 75
Sixth Regional Conference for Africa on Soil Mechanics and Foundation Engineering	Durban 8 a 12 de Setembro - 75
Feira Internacional da Técnica	Helsinquia 9 a 13 de Setembro - 75
Salon de L'éctronique Industrielle e de L'industrie életrotéchnique	Bâle - Suiça 9 a 13 de Setembro - 75 INELTEC
And Int. Conference on Applications of Statistics and Probability to soil and Structural Engineering	Aachen (Alemanha Ocidental) 15 a 18 Setembro - 75
4.º European Symposium on Corrosion Inhibitors	Ferrara - (ITÁLIA) 15 a 19 de Setembro - 75
SURFACE Salão Internacional para Tratamentos de Superfícies	Basileia 30 de Setembro a 4 de Outubro - 75
Feira Técnica Industrial	Tel-Aviv Outubro
Salão das Indutrias de Equipamento e Manutenção Automóvel	París 2 a 10 de Outubro - 75
Salon de la Caravane et de la Residence Mobile	Paris - Le Bourget 2 a 12 Outubro - 75

O consórcio Brown Boveri na distribuição de energia

O disjuntor é um elemento base na distribuição de energia eléctrica

O nosso programa de fornecimento compreende:

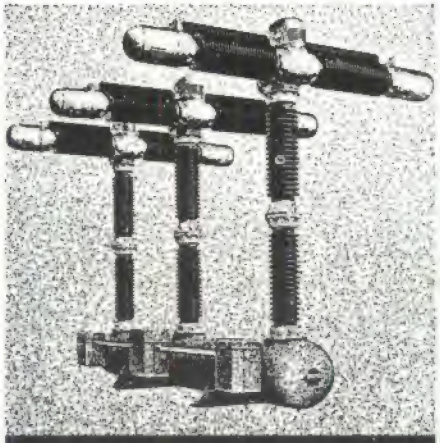
- **Disjuntores pneumáticos**
- **Disjuntores de pequeno volume de óleo**
- **Disjuntores SF_6**

Planificamos e construimos instalações exteriores e interiores para todas as tensões até 765 kV

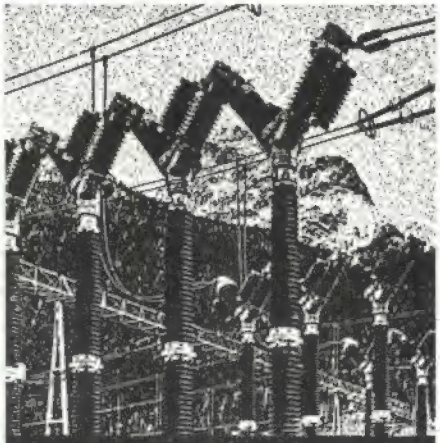
Os disjuntores BBC respondem a todas as exigências de serviço

Condicionamentos técnicos, de serviço e económicos estão na base da escolha de um dos três sistemas de extinção do arco eléctrico

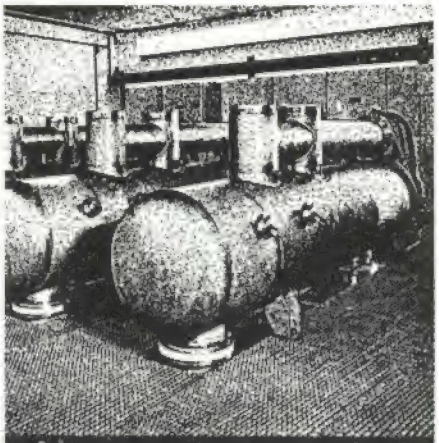
Com prazer resolvemos o vosso problema



Disjuntores pneumáticos



Disjuntores de pequeno volume de óleo



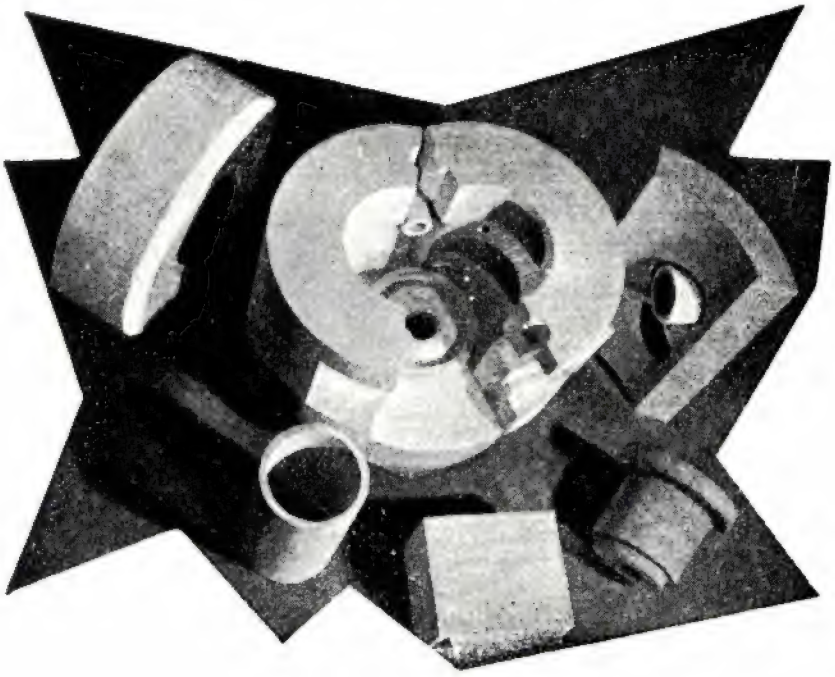
Disjuntores SF_6

Sociedade de Electricidade Brown Boveri, Lda.
Rua de Sá da Bandeira, 481 – 2º Dto. – PORTO

BBC
BROWN BOVERI

a técnica moderna emprega

BETÕES REFRACTÁRIOS



à base dos cimentos

FONDU LAFARGE

e

SECAR 250

porque são

práticos
eficientes
económicos

REFRACTÁRIOS ATÉ 1800° C

REFRACTÁRIOS ISOLANTES ATÉ 1700° C

Os nossos serviços técnicos, especializados, estão à vossa inteira disposição para estudar, sem qualquer encargo da vossa parte, a adaptação dos BETÕES REFRACTÁRIOS a todos os vossos problemas

AGUIAR & MELLO L.DA

P. do Município, 13-1.º — LISBOA — Tel. 32 11 51/2

Resumo dos Artigos publicados na «Técnica» n.º 425

Ano L — Abril 1975

C. D. U. 533.15:551.554:628.52

J. MATHIEU

DIFUSÃO NAS CAMADAS LIMITES ESTRATIFICADAS

Técnica N.º 425 — L — 4-1975, p. 237 a 262

Estuda-se a estrutura das baixas camadas da atmosfera usando uma atmosfera padrão em referência à qual é analisado o escoamento real sob a forma de uma perturbação. Estabelecem-se os perfis de velocidade e temperatura médias na camada limite atmosférica para várias condições de estabilidade.
Faz-se o estudo da difusão turbulenta pela analogia molecular e pela teoria estatística sendo analisadas as dificuldades decorrrentes da não linearidade do fenómeno. Mostra-se como uma perturbação térmica pode acelerar o processo da difusão turbulenta ou pode bloqueá-lo consoante o tipo de estabilidade da atmosfera.
Referem-se os ensaios efectuados em túnel aerodinâmico, as limitações e vantagens em relação às medidas «in situ». As dificuldades de transposição dos resultados do túnel para a atmosfera são devidas em primeiro lugar à pequenez das escalas de tempo e comprimento no túnel e à dificuldade em simular regimens com instabilidade significativa. Apresentam-se vias para melhorar estes aspectos.
A comodidade e economia das medições feitas em túnel justificam a sua utilização e desenvolvimento mesmo que sejam aplicadas apenas para o estudo de tendências ou efeitos globais.

C. D. U. 537.313:517

RICARDO CHARTERS D'AZEVEDO

SISTEMAS DE SEGUNDA ORDEM
RESPOSTA NO TEMPO E NA FREQUÊNCIA

Técnica N.º 425 — L — 4-1975, p. 277 a 282

Algumas experiências simples permitem aos alunos dos cursos de engenharia electrotécnica visualizar as relações entre a análise matemática e o comportamento físico de sistemas lineares.
Demonstra-se, a partir de um circuito RLC série, as relações entre a resposta no tempo e na frequência. Sugerem-se vários tipos de experiências laboratoriais de possível realização pelos alunos.

C. D. U. 551.577:551.594.7

JOSÉ A. SARAIVA MENDES e CARLOS MONTEIRO*

ANÁLISE NOS REGIMES DE PRECIPITAÇÃO INSTANTÂNEA EM PORTUGAL E SUA APLICAÇÃO NA PROPAGAÇÃO DE MICROONDAS ACIMA DE 10 GHz.

Técnica N.º 425 — L — 4-1975, p. 263 a 276

Este trabalho representa mais uma tentativa para se obter o conhecimento dos regimes de precipitação instantânea em Portugal, com vista ao cálculo de ligações em frequências superiores a 10 GHz.
A análise estatística apresentada foi conduzida com base em registos de precipitação cedidos pelo serviço Meteorológico Nacional. Tais registos foram obtidos com pluviómetros do tipo de sifão com uma precisão que permite leituras em intervalos de tempo de 5 minutos

Synopsis of articles published in «Técnica» n.° 425

L — April 1975

U. D. C. 537.313:517

RICARDO CHARTERS D'AZEVEDO

SECOND-ORDER SYSTEM: TIME-DOMAIN AND FREQUENCY-DOMAIN RESPONSE

Técnica N.° 425 — L — 4-1975, p. 277 a 282

Simple experiments enginneering students to realize the relationship between mathematical analysis and the physical behavior of linear systems.
The teorical and experimental evidence is used to present the relationship between time-domain and frequency-domain response.
Suitably simple laboratory experiments are provide for the students.

U. D. C. 533.15:551.554:628.52

J. MATHIEU

DIFFUSION IN STRATIED BOUNDARY LAYERS

Técnica N.° 425 — L — 4-1975, p. 237 a 262

The structure of the atmospheric boundary layer is studied by means of a «deviation flow» from the standard atmosphere.
Mean velocity and temperature profiles are stablished for several stability conditions.
Turbulent diffusion is studied both through a gradient transport approach and through a statistical theory. Difficulties due to the non linearity of the phenomena are analysed. It is shown how a destabilizing thermal action can speed up turbulent diffusion.
Measurements in wind tunnel and its limitations and advantages are comparad with «in situ» measurements. Difficulties intransposig the wind tunnel measurements to full scale are mainly due to the small wind tunnel time and length scales and to the difficulty of simulating fairly unstable flows. Several ways of improving the measurements are presented. Economy and convenience of wind tunnel measurements justify its utilization and development even if our purpose is to seek tendencies or global effects.

U. D. C. 551.577:551.594.7

JOSÉ A SARAIVA MENDES e CARLOS MONTEIRO

ANALYSIS OF RAIN RATE DISTRIBUTIONS IN PORTUGAL AND ITS APPLICATION TO THE MICROWAVE PROPAGATION ABOVE 10 GHZ.

Técnica N.° 425 — L — 4-1975, p. 263 a 276

This work represents an attempt to estimate rain rate distributions at different points in Portugal. These distributions are of great importance in order to calculate the attenuation to be expected on paths working above 10 GHz. The analysis of the rainrate frequencies was based upon the registrations available at the Portuguese Meteorological Office, obtained by means of syphon type rain gauges, which allow to measure the total amount of precipitation during 5 minutes intervals.

Publicações Recebidas

PUBLICAÇÕES PERIÓDICAS

— AGROS
Associação dos Estudantes de Agronomia

—ANNALES DE MECÁNICA Y ELETRICIDAD
Asociacion de Ingenieros del I. C. A. I.

— ANALYTICAL ABSTRACTS

— ASEA — REVUE

— ANNALES
Institut Technique du Batiment et des Travaux Publics

— AEG - TELEFUNKEN AL DIA
Allgemeine Elektricitats - Gesellshaft Aeg - Telefunken

— ACTA TÉCHNICA
Academiae Scientiarum Hungaricae

— AR COMPRIMIDO
Atlas Copco

— BOLETIM DA CÂMARA MUNICIPAL DE SÁ DA BANDEIRA

— BOLETIM ECONÓMICO E FINANCEIRO
Banco Borges e Irmão

— BOLETIM
Instituto Nacional de Investigação Industrial

— BOLETIM MENSAL DE INFORMAÇÃO
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— BULLETIN OF THE SEISMOGRAPHIC STATIONS
University of California

— BOLETIM DEL CEMENTO PORTLAND
Instituto del Cemento Portland Argentino

— BOLETIM GTH
Gabinete Técnico da Habitação da Câmara Municipal de Lisboa

— BOLETIM
Sociedade Geológica de Portugal

— BOLETIM INFORMATIVO IRANOR
Instituto Nacional de Racionalização e Normalização

— BOLETIM
Associação Industrial de Angola

— BULLETIN
Agence Internationale de L'energie Atomique

— CORTIÇA
Instituto dos Produtos Florestais

— CEMENTO HORMIGÓN

— COLLECTION
Czechoslovak Academy of Sciences

— CENIM
Centro Nacional de Investigaciones Metalurgicas

— (JOURNAL OF) CHEMICAL EDUCATION
Division of Chemical Education of the American Chemical Society

— COURRIER CERN

— CIMENTO E CONCRETO
Associação Brasileira de Cimento Portland

— COMUNICACIONES ELÉCTRICAS
International Telephone and Telegraph Corporation

— CONSTRUCTI

— DYNA
Associacion de Engenieros Industriales de España

— ECONOMIC REVIEW
Câmara de Comércio Luso-Britânica

— EL ESTAÑO Y SUS APLICACIONES
Tin Research Institute

— ELECERICITE DE FRANCE
Direction des Etudes et Recherches

— ELECTRICIDADE
Empresa Editorial Electrotécnica Edel, Lda.

— ENDEAVOUR
Imperial Chemical Industries Limited

— ESTUDOS
Banco Formento Nacional

— FUNDIÇÃO
Associação Portuguesa de Fundição

— FUNDEXPORT
Fundo de Fomento de Exportação

— GEOTÉCNICA
Revista da Sociedade Portuguesa de Geotécnica

— INDÚSTRIA DE MOÇAMBIQUE
Associação Industrial de Moçambique

— ION
Sindicato Nacional de Indústrias Químicas

— INDÚSTRIA PORTUGUESA
Associação Industrial Portuguesa

— INFORMES DE LA CONSTRUCCIÓN

— LA HOUILLE BLANCHE

— METALLURGIA AND METAL FORMING
National Association of Drop Forgers and Stampers

— MACHINE TOOL REVIEW

— MARCONI INSTRUMENTATION
Marconi Instruments Limited

— MARELLI

— ONU (CHRONIQUE MENSUELLE)
Service de L'Information de L'Organisation des Nations Unies

— O PROPULSOR
Sindicato Nacional dos Oficiais Maquinistas da Marinha Mercante

— L'OBSERVATEUR DE L'OCDE

— PROCEEDINGS
Mowinmlijme Nederlandse Amademie Van Wetenschappen

— PLÁSTICOS
Grémio Nacional dos Industriais de Composição e Transformação de Matérias Plásticas

— PRELO
Imprensa Nacional

— PORTUGAL - ALEMANHA
Câmara do Comércio e Indústria Luso-Alemã

— RAIL INTERNATIONAL
Association Internationale du Congrés des Chemins de fer et de L'Union International des Chemins de fer

— REVISTA DANFOSS

— REVUE D'IENA

— REVISTA DE OBRAS PUBLICAS

— REVUE LANDIS E GYR
Landis o Gyr sa, Service Publicité et Promotion

— REM
Revista da Escola de Minas

— LA RECHERCHE AÉROSPATIALE
Office National D'Etudes et de Recherches Aérospatiale

— REVISTA DE METALURGIA

CENIN — Centro Industrial de Investigação Metalúrgicas

—REVISTA DA FACULDADE DE CIÊNCIAS DE LISBOA
Universidade de Lisboa

— REVISTA AGRONÓMICA
Sociedade de Ciências Agronómicas de Portugal

— STET
S. A. R. L.

— TECHNIQUES FRANÇAISES (BATIMENT TRAVAUX PUBLICS URBANISME)
Services Économiques de L'Embassade de France

— TECHNIQUES FRANÇAISES (MECANIQUE HYDRAULIQUE INGENIERIE)
Services Économiques de L'Embassade de France

— TECHNIQUES FRANÇAISES (CHIMIE GAZ PETROLE)
Services Économiques de L'Embassade de France

— TECHNIQUES FRANÇAISES (INDUSTRIE DE METAUX)
Services Économiques de L'Embassade de France

— TECHNIQUES FRANÇAISES (TRANSPORTS)
Services Économiques de L'Embassade de France

— TECHNIQUES FRANÇAISES (CHIMIE GAZ PETROLE) BIENS DE CONSOMMATION)
Services Économiques de L'Embassade de France

PUBLICAÇÕES NÃO PERIÓDICAS

— O SOLO-CAL NA PAVIMENTAÇÃO DE ESTRADAS E AERÓDROMOS
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— O ENSINO DA ENGENHARIA DE RECURSOS HÍDRICOS
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— MODULUS OF ELASTICITY OF A ROCK OBTAINED FORM THE MODULI OF ELASTICITY OF ITS CONSTITUENTS
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— DETERMINATION OF ABSORPTION LIMITS OF SOILS
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— PREVENTIVE MEASURES AGAINST SLOPE EROSION — CRITERIA FOR SOIL SELECTION
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

— APPAREIL POUR LA MESURE DE LA COHÉRENCE DU SECOND ORDRE DE LA LUMIÈRE
Office National D'Études et de Recherches Aérospatiales

— MOYENS D'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA COMBUSTION D'UN PROPERGOL SOLIDE MÉTALLISÉ EN ROTATION
Office National D'Etudes et de Recherches Aérospatiales

VICENTE FERREIRA E BRAZÃO FARINHA

TABELAS TÉCNICAS

técnica

REVISTA DE ENGENHARIA DA ASSOCIAÇÃO DOS ESTUDANTES
DO INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO - LISBOA

7ª EDIÇÃO REVISTA E ACTUALIZADA
PREÇO 250.00
DESC. 10% AOS ASSINANTES

Publicidade com critério.

Anuncie na

técnica REVISTA DE ENGENHARIA